



TITLE:

流動層の挙動に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

松野, 隆一

CITATION:

松野, 隆一. 流動層の挙動に関する研究. 京都大学, 1968, 工学博士

ISSUE DATE:

1968-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k790>

RIGHT:

流動層の挙動に関する研究

昭和42年11月

松 野 隆 一

流動層の挙動に関する研究

昭和42年11月

松 野 隆 一

目 次

緒 論	1
§ 1 従来の研究の概要	1
§ 2 研究の目的と論文の内容	6
§ 3 研究の方針	7
緒言の引用文献	8
第 1 章 気泡の基本的性質	12
緒 言	12
§ 1-1 実験装置, 実験方法, 解析方法	13
1-1.1 3次元流動層	13
1-1.2 2次元流動層装置と断層写真撮影装置	16
§ 1-2 実験結果と考察	16
1-2.1 3次元流動層における気泡の垂直方向の大きさ, 頻度	17
1-2.2 気泡の形	18
1-2.3 気泡の上昇速度	20
1-2.4 検出端による気泡の状態変化	27
1-2.5 気泡内粒子分布	27
結 論	28
第 1 章の使用記号	29
第 1 章の引用文献	29
第 2 章 2 相説の検討	32
緒 言	32
§ 2-1 層の安定性から考えた 2 相説の検討	32

§ 2-2	実験装置，方法，解析方法，実験条件	35
§ 2-3	実験結果と考察	36
結 論		37
第2章の使用記号		38
第2章の引用文献		39
第3章	気泡による粒子の運動	40
緒 言		40
§ 3-1	実験装置，方法，試料	41
3-1.1	実験装置	41
3-1.2	試 料	42
3-1.3	実験方法	42
§ 3-2	実験結果	43
3-2.1	気泡通過の際の drift line	43
3-2.2	気泡通過後の drift line	43
3-2.3	気泡通過後の drift line の一般化	44
3-2.4	path line	45
3-2.5	気泡の下流における粒子の流線	46
3-2.6	wake 内の粒子の動き	46
§ 3-3	考 察	47
3-3.1	粒子運動に対する従来のモデルの検討	47
3-3.2	粒子の運動に対するモデルと流れ函数	
	— wake 外の流れ —	48
3-3.3	実験結果とモデルの比較	50
3-3.4	他の実験者の実験結果との比較	52
結 論		53
Appendix		53

第3章の使用記号	56
第3章の引用文献	57
第4章 気泡の会合	59
緒 言	59
§ 4-1 気泡会合のモデル	60
4-1.1 単一気泡の上昇速度	62
4-1.2 2つの気泡が垂直方向に並んだ場合	63
4-1.3 2つの気泡が垂直方向に並んでいない場合 ($\beta < 180^\circ$)	66
§ 4-2 実験装置, 試料, 方法	67
§ 4-3 2つの気泡会合の実験結果と考察	67
4-3.1 垂直方向に2つの気泡が並んだ際の会合	67
4-3.2 垂直方向に並んでない場合の会合 ($\beta < 180^\circ$)	71
§ 4-4 2つの気泡の垂直方向の会合の実験結果の応用	72
4-4.1 計算方法	72
4-4.2 計算結果と実験結果の比較	74
結 論	74
Appendix 1	75
Appendix 2	77
第4章の使用記号	82
第4章の引用文献	84
第5章 気泡と連続相のガス交換	85
緒 言	85
§ 5-1 実験装置, 試料, 実験方法	86
§ 5-2 NO_2 ガスによる実験結果とガス交換モデル	87

5-2.1	NO ₂ ガスによる実験結果	87
5-2.2	cloudからのガスの流出によるガス交換モデル	89
5-2.3	拡散によるガス交換	93
5-2.4	モデルの問題点	95
§ 5-3	CO ₂ ガスによる実験結果	95
結 論		97
第5章の使用記号		98
第5章の引用文献		100
第6章	気泡の発生と流動層底部の挙動	101
緒 言		101
§ 6-1	実験装置および実験方法	102
§ 6-2	実験結果	102
6-2.1	気泡発生の状態	102
6-2.2	層底部における波の発生頻度	103
6-2.3	波の巾と層高さの関係	103
6-2.4	波の上昇速度	103
6-2.5	遷移高さ	104
6-2.6	波の横巾 1 cm当りの気泡発生個数	104
§ 6-3	波の発生に対するモデル	105
結 論		111
第6章の使用記号		112
第6章の引用文献		113
あ と が き		114

§ 1. 従来の研究の概要

流動層が工業規模の実用装置として使用されたのはWinkler のガス発生炉（1921年頃）だといわれている。それ以来流動層に関する数多くの研究報告がなされている。流動層に関するシポジウムもすでに1949年米国のM・I・Tで行われているようである。しかし流動層の研究の歴史を概観すれば実用化が先立ち理論がその後を追っていまだに追いつくまでに致っていない。このギャップを埋めるために最近では2相説に基づいて現在までに得られている気泡に関する知識をすべて活用して流動層全体に対するモデルをたて流動層による触媒反応，固体反応，伝熱等の概略を説明しようという方向と，実験室スケールの研究を実用化に結びつけることの出来ないのは流動層においてもつとも重要な影響を及ぼす気泡の挙動がよくわかっていないからであり，実用化のためには遠まわりになるかもしれないが単一気泡からはじめて気泡の挙動を正確にとらえようという方向とがあって各々多大の努力がはらわれている。本研究は後者の方向をとったものである。

しかしこれら両者の研究は別々の方向に進むべきものではなく互に綿密な情報の交換を行なっていかなければならない。すなわち後者によって得られた気泡に関する知識はただちに前者に採用され，層全体のモデルに組込まれて実際の流動層の現象をより忠実に説明し，又気泡に関する知識の妥当性が証明されることが望ましい。一方前者によってどのような気泡に関する知識が必要かが指摘され，それを後者が解明していかなければならない。実際にこのような情報の交換された例は研究の歴史にしばしばあらわれ，そのたびに一步一步研究が進歩している。

流動層に関する研究がこのようななった過程を知り，本研究を行った時期における研究の動向を把握するためこれまでに行なわれた研究の概観を行なう。

1948年に Wilhelm & Kwauk¹⁾ は液系流動層及びガス系流動層の流動状態について非常に多くの実験を行ない流動層が particulate な状態（液系流動層のような均一な流動層）と aggregative な状態（ガス系流動層のような気泡が発生し不均一な流動層）にわけられその判定基準が最低流動化速度 u_{mf} に関するフルード数 $F = \frac{u_{mf}^2}{gd_p}$ で示されると述べた。（ g ：重力加速度， d_p ：粒子径）すなわちフルード数が 1 より大きい場合に aggregative で 1 より少さければ particulate な状態だと述べた。

1951年にはこの aggregative な状態に着目して Morse²⁾ は一種の平行板コンデンサーを流動層内に挿入しそのコンデンサー内に入る粒子濃度の変化（すなわち電気容量の変化）を検出してガス系流動層の不均質性を論じた。この不均質性は発生する気泡によるものである。この不均質度の測定装置は（電気容量法）後に層の高さ方向に二つ挿入して気泡の頻度，大きさ，速度の測定装置として使用されるようになる（このほか， γ 線，X線吸収法とか光線透過法なども工夫されている）がこの頃は不均質度の測定にとどまっていた。

1952年 Toomey³⁾ は流動層の不均質性の原因となる気泡が層内にどの程度存在するかを考え，ガス系流動層のような不均質な流動層は粒子濃度の高い連続相と粒子濃度がほぼ0の気泡相の2相にわけられ連続相にはほぼ最低流動化速度に等しいガスが流れ，余分のガスは気泡として流れるという2相説をと考えた。しかし実験的な証明には致っていない。

1955年 Shen⁴⁾ はこの2相説に基づいて触媒反応の解析を行なった。すなわち気泡相では反応は全然起らず連続相で反応がおこる。そして気泡相と連続相の間にはガスの交換が起るといふものである。

1959年 Yasui⁵⁾ は光線透過法の検出端を層の高さ方向に2点に挿入し気泡の頻度，大きさ，上昇速度を測定した。そして気泡としての流量が計算され Toomey 氏のとなえた2相説にほぼあうと述べた。又気泡内に粒子がかなりの量落下するのを認めている。Yasui氏のこの報文によって2相説が証明されたと考えられたが，その計算過程に誤りがあるので完全だとはいえない。又

気泡内の粒子の落下も気泡を光線透過法の検出端が妨害したために生じたともいえる。このような難点はあるがこの Yasuiらの研究を起点にし気泡の挙動に関する研究の幕が開かれたといつて過言ではない。

同じ年に国井ら⁴⁾は形はいろいろ変るが現在に到るまで広く使用されているモデルの源ともいえる修正2相説を発表した。彼らは先にコークス粒のガス化反応実験を行なっているが⁷⁾、その反応速度が早いため結果を単なる2相説ではどうしても説明出来なかった。すなわち粒子が小さく反応速度が早い場合には2相説では達することが出来ない反応率に達した。これを説明するためには全粒子の数%が気泡相に存在しなければならないというものである。これは Yasuiら⁵⁾の実験で気泡の中をかなりの量の粒子が落下するのが認められそれに相応するものと思われた。

1959年には Lewisら⁸⁾も国井らにつづいて修正2相説にもとづいて触媒反応の解析を行なった。同年 May⁹⁾は2相説において連続相のガスの逆混合を考へて解析を行なっている。又、Davidsonら¹⁰⁾は単一気泡の上昇速度、気泡の形の研究を行なった(単一気泡の研究のはじめ)。

1961年には Harrisonら¹¹⁾が気泡の安定性の理論から aggregative な状態と particulate な状態の判定規準を見出した。

Waceら¹²⁾は最低流動化状態にある2次元流動層底部から NO₂ガス(褐色で目で見ることが出来る)を細い針によって糸状に注入し、そこへ単一気泡を吹込んで糸状の NO₂ガスの挙動をシネカメラで追う実験を行なった。すなわち気泡近傍のガスの挙動を調べた。これに対して Davidson¹³⁾は気泡の周りの粒子の運動を完全流体の流れと仮定し、さらに D'Arcy の法則を適用してガス流れの流線を求め Wace らの結果を説明出来ることを示した。この流線は非常に簡単な式であるが実際の現象を定性的にはあるがよく説明している。特にこの流線により気泡とその周りの粒子層の一部を含んだ部分をガスが循環しそれが気泡とともに上昇する cloud の存在が示される。このことは1961年にはあまり重要視されなかったが後に実験によって証明されて脚光をあびる。

1962年 Londonで開かれたシンポジウムで Harrisonら¹⁴⁾は2つの気泡の会合の実験, Roweら¹⁵⁾は気泡による粒子の運動の研究(粒子の運動を完全流体の運動と考えた。), Szekely¹⁶⁾は気泡と連続相間のガス交換の研究を報告している。

Orcuttら¹⁷⁾は気泡の挙動に立脚して気泡と連続相間のガス交換モデルをたて2相説によって反応(オゾンの分解)を解析した。

Roweら¹⁸⁾はDavidsonの流線によって cloud が出来る場合, 出来ない場合のガスの流れについて論じついで1963年にはWaceらと同様な実験を行ない比較検討した。¹⁹⁾

本研究はこの年から開始した。

1963年小林ら²⁰⁾は修正2相説に基ずき連続相の逆混合も考慮した一般的な数学モデルをたてオゾンの分解反応を解析した。その結果気泡中に全粒子の10%強の粒子が含まれていなければならないと結論した。又残余濃度曲線法によって気泡と連続相のガス交換係数を求めている。

Reuter²¹⁾は3次元流動層の壁面にあらわれた半3次元気泡につき粒子の絶対及び相対流線, 気泡の周りの圧力分布を測定した。

Jackson²²⁾は流動層に対してはじめて一般的な運動方程式をたてた。それは粒子, 流体に対する連続の方程式, 粒子, 流体に対する運動方程式の4つからなる。そして摂動法によりその方程式を解き均一な流動層は常に不安定で層内に発生した乱れは増巾され層内を上昇していくことを述べた。この研究は気泡の発生の原因を指摘するものと思われる。この部門の研究は整流板に大きな影響を受けるのであまり進んでいないが重要な問題である。又完全に発達した気泡の周りのガス流れについても論じやはり cloud の出来ることを述べている。

1964年第3回総合シンポジウム(名古屋)で気泡内粒子濃度が討論された。小林ら²³⁾, 国井ら²⁴⁾ 桐柴ら²⁵⁾ (本研究の一部)はほぼ同様な研究を行ない, 気泡の上昇速度, 気泡の概略の大きさ, 気泡が会合して大きくなり層を上昇す

ること及び気泡内に含まれる粒子の量などがほぼ一致した。そして気泡内に含まれている粒子の量についてはほとんど含まれていないかあるいは修正2相説にいわれている量よりはるかに少なかった。これにより修正2相説で気泡内部の粒子といわれていたのは実はcloud内部の粒子だったといえる。ちょうどそのころRoweら²⁶⁾はNO₂ガスをトレーサーに使うDavidsonの流れ函数から予測されるcloudの存在を証明した。このほか森ら²⁷⁾が粒子混合が気泡の挙動と関係があることを指摘した。又越後谷ら²⁸⁾は1次の接触反応の際には気泡の挙動がわからなくてもその層に対する非吸着性及び吸着性ガスのステップ応答を測定すれば反応率の計算が行なえることを示した。

1965年宮内²⁹⁾はこれまでの2相説に基づくモデルは粒子の動きが無視されているが、伝熱の場合には粒子の熱容量、接触反応では粒子によって流体が吸着されて運ばれる効果、すなわち粒子の容量効果を考慮するべきだと述べた。

第4回総会シンポジウム(東京)で桐栄ら³⁰⁾(本研究の一部)は気泡による粒子の運動について報告し、鞭ら³¹⁾は気泡会合時のガスの流れの重要性を指摘した。又国井ら³²⁾はこれまで発表された気泡の挙動をほぼ全て考慮した気泡群モデル(2相説に基づく)を提唱し、これまで発表された熱、物質の移動、反応等のデータをそれによって解析した。その方法はデータをモデルにあてはめ逆に代表気泡径を算出しその大きさが現在までえられている気泡の大きさのオーダーとほぼ合致するかどうかをためすものである。

1966年桐栄ら³³⁾(本研究の一部)はこれまで非常に多く使用されている2相説が完全に証明されないままであるので2相説の検討を2次元流動層にて行なった。

鞭ら³⁴⁾は気泡の会合を考慮した気泡分布モデルを提唱した。

第6回反応工学シンポジウム(名古屋)において桐栄ら³⁵⁾(本研究の一部)は2つの気泡の会合の研究につき報告した。小林ら³⁶⁾は先に提唱した一般的数学モデルに気泡の挙動を充分加味し従来発表された諸操作(主に触媒反応)のデータを解析している。

1967 年オランダで流動層に関する国際シンポジウムが開かれ我国からも 2 件（国井ら³⁷⁾ 桐栄ら³⁸⁾（本研究の一部））の発表が行なわれた。

10 月の第 1 回秋期大会には桐栄ら³⁹⁾（本研究の一部）は気泡と連続相間のガス交換につき発表した。

又 11 月流動層研究セミナー（名古屋）において桐栄ら⁴⁰⁾（本研究の一部）は流動層底板直上の流動層の状態と気泡の発生について発表を行なった。

以上本研究に関係のある主な研究を選び概観し、あわせて本研究の行なわれた経過について述べた。

§ 2 研究の目的と論文の内容

§ 1 で述べたように本研究の目的は“流動層における反応を含む移動現象を適確に表現するモデルをたてるに必要な流動層の物理的挙動、主に気泡の挙動に基づくガスおよび粒子の移動現象を明らかにする。” ことである。

論文の内容は次のように要約できる。

第 1 章では気泡の大きさや頻度、形、上昇速度、気泡内部の状態に対する研究を行ない気泡のアウトラインを述べた。

第 2 章では Toomey ら³⁾ によって唱えられた 2 相説がいまだ実験的に証明されたとはいえなかったので 2 次元流動層によってその成立範囲等の研究を行なった。

第 3 章では気泡による粒子の運動について実験を行ないその結果を説明するためのモデルをたて比較検討した。又気泡下部に形成される wake というものの挙動の研究について述べる。

第 4 章では単一気泡による研究を実際の流動層の状態に近づける目的で 2 つの気泡の会合の実験を行ない Jackson の運動方程式から求めたモデル解との比較を行なった。又、実験結果が実際に連続的に発生する場合に適用出来るかどうかの検討について述べた。

第 5 章は気泡と連続相間のガス交換についての研究が述べられる。NO₂ ガス

トレーサーによりガス交換の機構を調べモデルをたて CO_2 ガスをトレーサーとしてガス交換係数を求めモデルよりえられるそれとの比較を行なった。

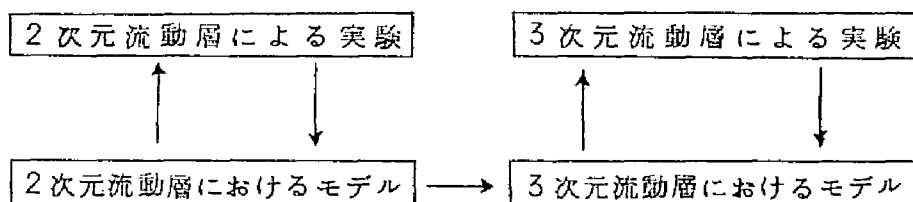
第6章ではこれまであまり研究されていない層の極底部の挙動を調べ気泡の発生の原因を追究した。

その結果層の極底部で粒子の粗密の波が発生しそれから気泡ができることがわかったので波の発生する原因を簡単なモデルによって説明した。

§ 3 研究の方針

図1に示したようにまず2次元流動層によって実験を行ないその実験結果を

図1 研究の方針



説明しうるモデルをたてる。あるいは2次元流動層に対するモデルを先にたてそれを2次元流動層の実験によってたしかめる場合もある。次にそのモデルを3次元流動層に拡張する。そしてもし3次元流動層で得られた既往の結果があればそれと比較を行なう。

本研究においてはこの方針を最後まで一貫できたものもあれば、3次元流動層へのモデルの拡張にとどまったもの、又2次元流動層の段階でとどまったものもある。

2次元流動層で起る挙動は目で見る事が出来るのでその機構を知ることが容易でしかも実験結果が得やすい。しかし実際には3次元流動層が使用される。例えば気泡を例にとっても2次元流動層では気泡はシリンダーで3次元流動層では回転体なのでその周りのガスや粒子の流れも大いに異なる。それゆえ2次元

流動層の実験結果は3次元流動層にすぐ応用するわけにはいかない。しかし、2次元流動層によればその挙動を目で見ることができるという特徴はこの様な複雑な現象に対する追究に対しては最もすぐれた手法ということができる。

次に本研究においては粒子の動きを完全流体の動きと近似した。それは気泡が固体壁をもたず、また粒子層がほぼ最低流動化状態にあり可成自由に動けるからである。しかし実際には完全流体ではなく降伏点を有する塑性流体的性質を示すようである。けれども塑性流体と考えると解析が困難であり又完全流体としても可成よく説明出来るのでそれを採用した。塑性流体的性質を考慮せねばならない時には完全流体の式を用いこれに仮想壁 (Imaginary Wall) の考え方を導入して補正することを試みた。

最後に本研究は主に単一気泡に関するものであるが単一気泡の挙動が明確にされないで連続気泡についてもよくわからないと考えたからである。しかし連続気泡への拡張は常に考慮しながら研究を行なった。

緒言の引用文献

- 1) Wilhelm, R.H. and Kwauk, M : Chem. Engng. Progr. 44, 201 (1948)
- 2) Morse, R.D. and Ballou, C.O. : Chem. Engng. Progr., 47, 199 (1951)
- 3) Toomey, R.D. and Johnstone, H.F. : Chem. Engng. Progr., 48, 220 (1952)
- 4) Shen, C.Y. and Johnstone, H.F. : A.I.Ch.E. Journal, 1, 349 (1955)
- 5) Yasui, G. and Johanson, L.N. : A.I.Ch.E. Journal, 4, 445 (1958)
- 6) 国井大蔵 : 化学機械技術, 10, 125 (1958)
- 7) 矢木栄, 国井大蔵, 池田米一, 録田太一 : 化学工学, 19, 402 (1955)

- 8) Lewis, W.K., Gilliland, E.R. and Glass, W. : A.I.Ch.E. Journal, 5 , 419 (1959)
- 9) May, W.G. : Chem Engng. Progr., 55 , 49 (1959)
- 10) Davidson, J.F., Paul, R.C., Smith, M.J.S. and Duxbury, H.A. : Trans. Instn. Chem. Engrs., Lond., 37 , 323 (1959)
- 11) Harrison, D., Davidson, J.F. and de Kock, J.W. : Trans. Instn. Chem. Engrs., Lond., 39 202 (1961)
- 12) Wace, P.F. and Burnett, S.J. : Trans. Instn. Chem. Engrs., Lond., 39 168 (1961)
- 13) Davidson, J.F. : Trans. Instn. Chem. Engrs., Lond., 39 230 (1961)
- 14) Harrison, D. and Leung, L.S. : Symposium on the Interaction between Fluids and Particles, P.127. London (Instn. Chem. Engrs.)(1962)
- 15) Rowe, P.N. and Partridge, B.A. : Symposium on the Interaction between Fluids and Particles, P.135. London (Instn Chem. Engrs.)(1962)
- 16) Szekely, J. : Symposium on the Interaction between Fluids and Particles, P.197. London (Instn Chem. Engrs.)(1962)
- 17) Orcutt, J.C., Davidson, J.F. and Pigford, R.L. : Chem. Engng. Progr. Symposium Series, 58 , no. 38, 1 (1962)
- 18) Rowe, P.N. : Chem. Engng Progr. Symposium Series, 58 no. 38, 28 (1962)
- 19) Rowe, P.N. and B.A. Partridge : Chem. Eng. Sci., 18 , 511 (1963)
- 20) 小林昭夫, 荒井深, 伊沢信雄, 砂川隆久 : 第3回反応工学シンポジウム前刷, P.52 札幌 (1963)

- 21) Reuter, H.: Chem. Ing. Techn. 35, 98 and 219 (1963)
- 22) Jackson, R.: Trans. Instn. Chem. Engrs. Lond., 40, 13 and 22 (1963)
- 23) 小林晴夫, 荒井深, 千葉忠俊: 第3回総合シンポジウム P.45 名古屋 11月 (1964)
- 24) 国井大蔵, 吉田邦夫, 平木一郎: 第3回総合シンポジウム P.39 名古屋 11月 (1964)
- 25) 桐栄良三, 松野隆一, 石井恒, 小嶋宏: 第3回総合シンポジウム P.33 名古屋 11月 (1964)
- 26) Rowe, P.N., Partridge, B.A., and Lyall, E.: Chem. Eng. Sci., 19, 973 (1964)
- 27) 森芳郎, 神保元二, 中村厚三: 第3回総合シンポジウム P.51 名古屋 11月 (1964)
- 28) 越後谷悦郎, 白崎高保, 岩崎光彦, 古尾谷逸正, 末吉秀夫, 森川清: 第3回総合シンポジウム P.63 名古屋 11月 (1964)
- 29) 宮内照勝: 化工第30年会 P.447 大阪 4月 (1965)
- 30) 桐栄良三, 松野隆一, 長井良昭, 太田増夫, 石井恒: 第4回総合シンポジウム P.48 東京 11月 (1965)
- 31) 鞭 巖, 森滋勝, 志知龍一: 第4回総合シンポジウム P.31 東京 11月 (1965)
- 32) 国井大蔵, 吉田邦夫: 第4回総合シンポジウム P.42 東京 11月 (1965)
- 33) 桐栄良三, 松野隆一, 藤木功: 化工大阪大会 P.61 大阪 7月 (1966)
- 34) 鞭 巖, 森滋勝, 志知龍一: 化工北陸大会 P.102 富山 10月 (1966)

- 35) 桐栄良三，松野隆一，隅谷高宗：第6回反応工学シンポジウム P.1
名古屋 (1966)
- 36) 小林晴夫，荒井深：第6回反応工学シンポジウム P.7 名古屋 11月
(1966)
- 37) 国井大蔵，吉田邦夫，平木一郎：International Symposium on
Fluidisation, Eindhoven, The Netherlands Session 4.7
June (1967)
- 38) 桐栄良三，松野隆一：International Symposium on Fluidisation-
on, Eindhoven The Netherlands, Session 4.2 June (1967)
- 39) 桐栄良三，松野隆一，宮川博治，西谷圭一，駒川義輝：化学工学協会第1
回秋季大会 P.55 大阪 10月 (1967)
- 40) 桐栄良三，松野隆一，原戸卓雄，友松弘幸，浅川賢司：第1回研究交流セ
ミナー，(流動層)名古屋 11月 (1967)

第1章 気泡の基本的性質

緒言

ガス系流動層は気泡が層の極底部で多数発生しそれが会合，分裂をくり返し
ながら大きくなって層を上昇する不均一系である。それゆえ気泡の状態が流動
層による反応や物質移動や伝熱等の諸操作に非常に大きな影響をおよぼすので，
まず気泡の挙動を明確にしなければならない。

気泡が諸操作にあたえる影響を簡単に述べれば，粒子一流体間の接触を問題
にする際の気泡による吹抜け現象と，気泡によるはげしい粒子の混合による層
内及び壁面との伝熱速度である。しかしながらどの程度の吹抜け量，伝熱速度
をもつかは気泡による粒子の運動，ガスの運動がわからなければ明らかにされ
ない。これまでに，伝熱や物質移動，反応等の実験結果が多数報告されている
がそれらの結果を上述べたような気泡による影響によって定性的に説明する
ことが出来る。しかし定量的に諸研究者の結果を比較すれば全く逆の結果もで
てくる。このことは気泡による粒子の運動，ガスの運動がよくわかっていない
ために起るものと思われる。本研究はそれらに鑑み，気泡によって生じる諸
現象を把握することにあるが，第1章の研究目的は気泡というものの概略を把
握しようとしたものである。すなわちⅠ．2次元流動層の写真撮影，電気容量
法，Ⅱ．3次元流動層のX-ray撮影，X-ray映画撮影，電気容量法により，
(1)気泡の大きさ，頻度，(2)会合のありさま，(3)形状，(4)上昇速度，(5)
電気容量法等の検出端挿入による粒子流れの変化，(6)気泡内の粒子濃度の研
究を行なった。

これらをまとめると 表 1-1 の如くなる。

又，第1章に関係のある研究にはYasui ら¹⁾，Lanneau²⁾，Baumgar-
ten ら³⁾，尾崎ら⁴⁾，Davidson ら⁵⁾，Harrison ら^{6,7)}，Rowe ら^{8~}
¹²⁾，Reuter^{13,14)} らの研究がある。

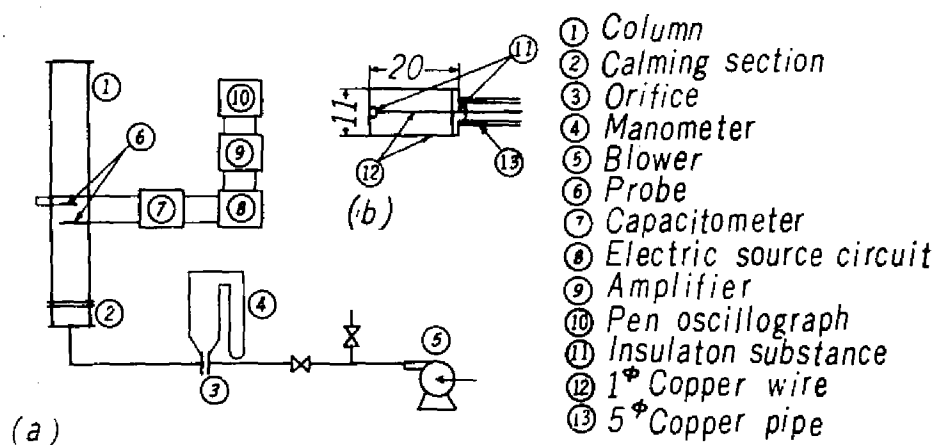


図 1-1 (a) 電気容量法による実験装置の概略図。 (b) 電気容量法の検出端

表 1 - 1 実験装置，測定方法と目的

Apparatus		Measuring method	Purpose
3 dimensional fluidized bed	3'φ×800H	electric capacitance method	rising velocity, size and frequency of continuous bubble.
//////////	100×100×1000H	electric capacitance method	rising velocity and size of single and continuous bubble.
		X-ray photography	shape and size of continuous bubble.
		X-ray cinematography	shape, rising velocity and size of single and continuous bubble.
2 dimensional fluidized bed 250W×24T×1500H		photography	shape of bubble, concentration of particles in bubble (tomography), change of state of bubble by inserted probe.
		electric capacitance method	calibration of electric capacitance method.

§ 1 - 1 実験装置，実験方法，解析方法

実験装置の概略図を図1-1a)に示す。流動化ガスにはすべて空気を使用した。

1 - 1. 1 3次元流動層

a) 円筒型流動層装置と電気容量法装置

最低流動化速度以上のガスで流動化する際に自然発生する気泡（連続気泡）の上昇速度と，垂直方向の大きさ及び頻度を電気容量法により求める。

塔は内径80mmで高さ800mmの透明硬質塩化ビニール製の円筒である。整流部は3mmφの鉛玉を15cm充填し，その上に200#のステンレス製金網を張ったものである。200#金網の下には補強用の目のあらい金網を敷いた。この

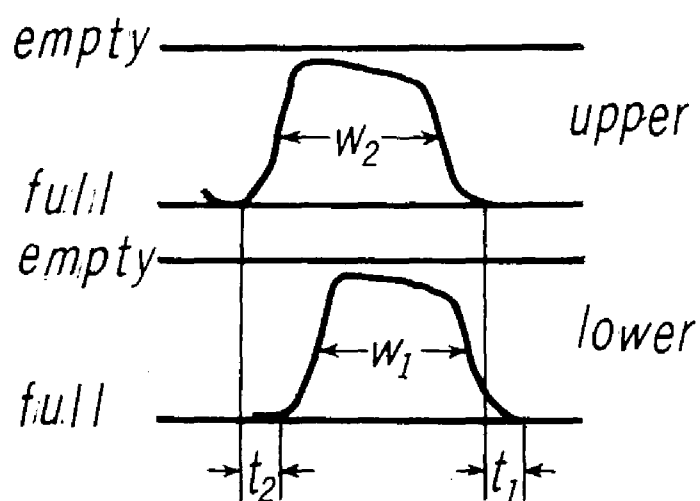


図 1 - 2 ペンオツシログラフの記録例

装置には図 1-1 b に示す電気容量測定用の検出端が高さ方向に 5 cm 間隔にとりつけられるようになっている。

電気容量法装置は広く使用されている装置^{2, 15, 16)}であり概略図を図 1-1 a に示した。検出端は流動層の状態にできるだけ影響を与えぬように細い 1 mm ϕ 銅線をつくった。図 1-1 b に見られるように真中に一本の銅線がありその周りをアースされた銅線が囲んでいる一種のコンデンサーである。電気容量法の原理は粒子と流体の誘電率が大きく異なるので、検出端に入る粒子の濃度が増加すると検出端の電気容量が増加することを利用したものである。気泡が検出端を通過する際に得られるペン書きオシログラフの記録例を 図 1-2 に示した。下側の図は下の検出端、上図は上の検出端 (5 cm 上) で得られる記録である。full とした線は検出端が粒子でうずまった状態でもっとも容量が大きい。又 empty とした線は粒子が全然ない状態でもっとも容量が小さい。気泡が通過すると検出端の容量が減るので図に示したような山型の記録を得る。気泡は先ず下の検出端に達し、ついで上の検出端に達するので山の位置がずれる。その位置のずれから 2 つの検出端の間の平均速度が得られ、ずれと山の巾から気泡の垂直方向の大きさが得られる。検出端間隔が 5 cm、記録紙速度を 12.5 cm/sec にとったので気泡の上昇速度 u_b は

$$u_b = \frac{12.5 \times 5}{(t_1 + t_2) / 2} \quad [\text{cm/sec}] \quad (1-1)$$

で求められる。 t_1, t_2 は図 1-2 における山のずれである。気泡の垂直方向の大きさ y は

$$y = \frac{(w_1 + w_2) \times 5}{(t_1 + t_2)} \quad [\text{cm}] \quad (1-2)$$

により得られる。 w_1, w_2 は記録紙の山の高さの半分の位置の値で、これは 2 次元流動層での電気容量法と写真撮影を同時に行なった結果よりこの位置をとるのが最も妥当であることを知った。

なお下の検出端位置の記録で 2 つの山であったものが上のそれで 1 つの山と

30,cm



↑ wall

10 cm

G.B.1 $u/u_{mf}=2.0$

図 1 - 3 3次元流動層内部における
気泡の挙動 (X-ray写真)

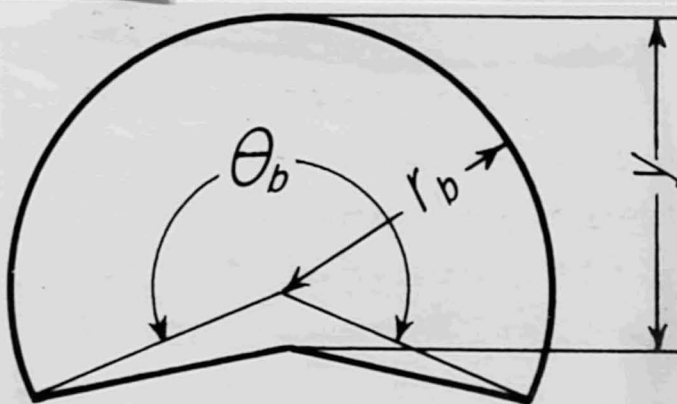


図 1 - 4 気泡のモデル

なことがしばしばあらわれた。これは2つの検出端間で気泡の会合が起ったことを示す。

b) 正方形角筒流動層装置とX-ray 写真撮影装置

塔は $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ の断面をもち高さ $1,000\text{ mm}$ の透明硬質塩化ビニール製である。整流板に厚さ 1.5 cm ，粒度 $100\text{ }\mu$ のアルミナ焼結板を使用した。塔には高さ方向に 5 cm 間隔に電気容量法の検出端とりつけ口がつけてある。又塔底付近に人工気泡（単一気泡）を吹込むノズルをとりつけることができる。この装置においても電気容量法により，連続気泡及び単一気泡の垂直方向の大きさ，上昇速度を求めた。またX-ray 写真撮影により連続気泡の大きさと形を求め，X-ray 映画撮影により連続気泡の上昇速度，単一気泡の上昇速度，形を求めた。X-ray 撮影法を使用したのは，検出端などの妨害物が一切なく，3次元流動層内を自由に上昇する気泡の状態を求めるためである。X-ray 写真撮影は $15 \times 10^4\text{ Volt}$ のコンデンサー方式で，医療用フィルム大陸板（ $11\text{ in} \times 14\text{ in}$ ）を流動層後面に接して立て流動層の前面の方向からフィルムより 1 m ないし 1.5 m の距離にあるX-ray 線源より $2/1,000\text{ 秒} \sim 3/1,000\text{ 秒}$ X-ray を照射する。フィルムにはほぼ実物大の大きさの影像がうつる。その一例を **図 1-3** に示す。図 1-3 からわかるように，本実験範囲内では気泡は **図 1-4** に示すような spherical cap 形で，気泡下部が上に凸であると考えられるので図に示した気泡の垂直方向の大きさ y ，気泡半径 r_b ，気泡角度 θ_b を測定した。識別できる最小の気泡の大きさは $2.5\text{ mm} \sim 3\text{ mm}$ であった。

X-ray 映画は，線源（ $11 \times 10^4 \sim 13 \times 10^4\text{ volt}$ ， 3 mA ）を物体に照射し透過したX-ray を蛍光板にあてて蛍光色を発生せしめ，それをイメージアンプリファイヤーで増巾したものを 16 mm シネカメラに撮影する方法（間接撮影法）である。カメラのコマ数は 48 コマ/sec で絞りは 1.4 にとった。視野は直径約 8 cm の円である。これより図 1-4 に示した各値と上昇速度 u_b が求められる。

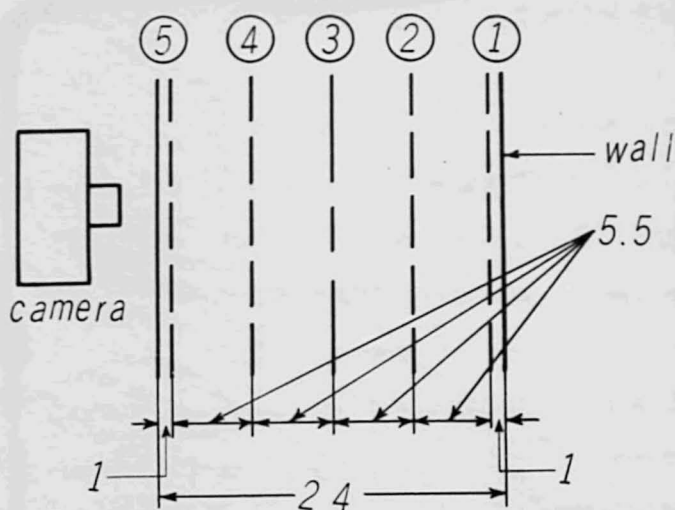
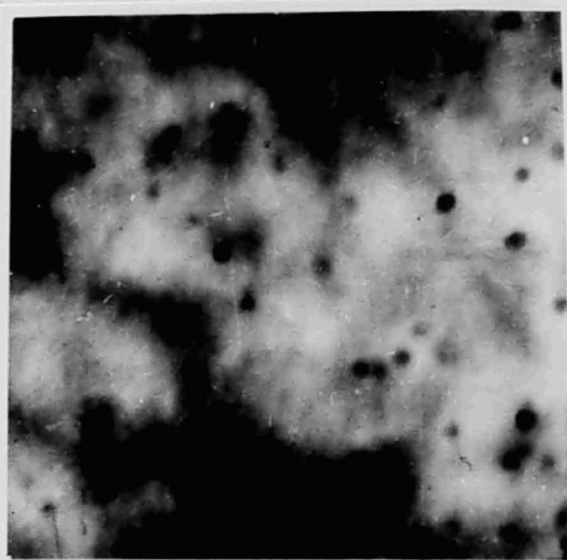


図 1 - 5 断層写真撮影法で撮影した 2 次元流動層の奥行方向の平面の位置



2 cm
G.B.2 place ④
 $u/u_{mf}=1.60$

図 1 - 6 断層写真撮影法で得た気泡内の粒子の分布

1-1.2 2次元流動層装置と断層写真撮影装置

塔は巾250mm，奥行24mm，高さ1,500mmで，透明硬質塩化ビニール製である。電気容量法の検出端のとりつけや，粒子の動きを妨害するための針金の挿入が可能である。また単一気泡も吹込むことが出来る。本装置は2次元流動層なので気泡が全面から後面に貫通して出来，目で見ることが可能（写真撮影可能）である。電気容量法の検出端の検定，気泡の形状，妨害物の影響をみる等のために写真撮影を行なった。

又気泡の内部に粒子がどの程度ふくまれるか検討するため（修正2相説の検討）に気泡内部の断層写真をとった。カメラは暗箱に引延し器用レンズ（焦点距離50mm， $f:3.5$ ）をとりつけたものである。引延し器用レンズを使用したのはフィルムが乾板のように大きくてもその隅の方で影像が変形しないからである（35mmカメラのレンズは35mmフィルム用に作られているので大きなフィルムに写すと隅の方で影像が歪む）。

2次元流動層の後面に接してカメラを置き気泡がそこを通過する際に前面から約 $1/1,000$ 秒閃光するストロボで照射して撮影した。断層の効果は，レンズの絞りを開放にして焦点深度を浅くしたこと及び接写して拡大撮影することにより得られる。視野は $3 \times 5 \text{ cm}$ で乾板上に拡大率4.2倍の影像ができる。焦点をあわせた面から5.5mmずれると試料粒子はぼけてしまう。図1-5に示すように5.5mmずつ離れた①，②，③，④，⑤の個所に焦点をあわせて写真撮影した。その1例を図1-6に示す。図1-6のような写真から粒子の個数をかぞえ粒子の個数と視野面積と粒子がぼけずに写る奥行 $2 \times 5.5 \text{ mm}$ （①，⑤では6.6mm）から粒子の占る体積割合 $(1-\epsilon)$ （ ϵ は空間率）を求めた。

§ 1-2 実験結果と考察

使用した試料粒子は，ガラス球80~100#（G.B.1），ガラス球16~24#（G.B.2），砂80~120#（S.1），35~48#（S.2），塩ビ粉80~100#（B.1）である。以後簡単のために記号で示すことにする。

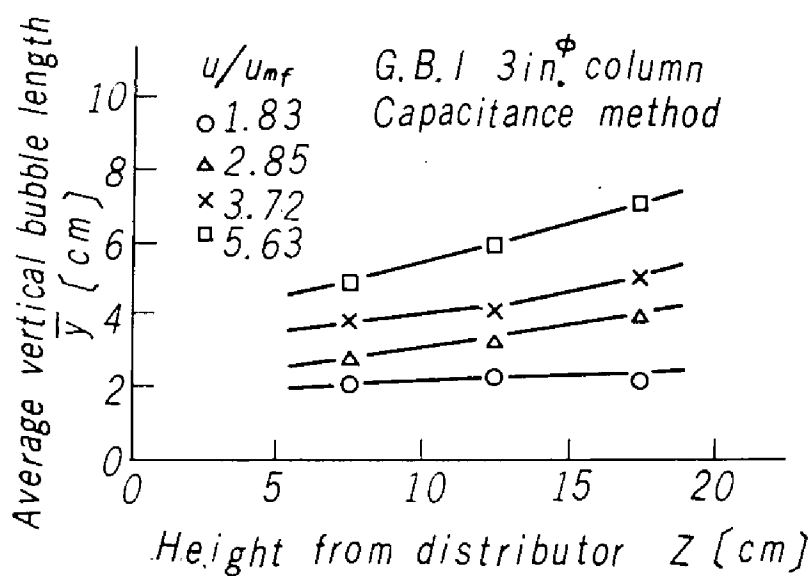


図1-7 気泡の垂直方向高さ

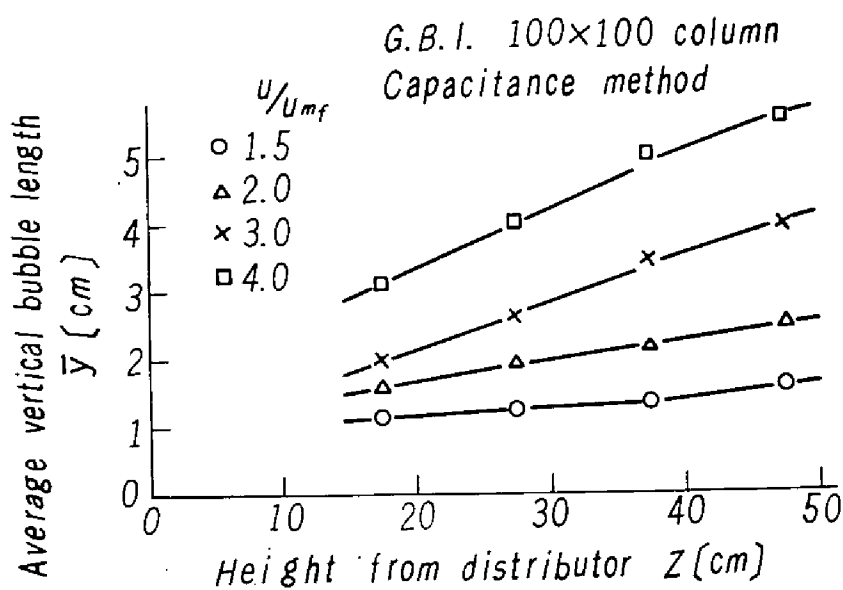


図1-8 気泡の垂直方向高さ

1-2.1 3次元流動層における気泡の垂直方向の大きさ，頻度

使用した粒子及び実験条件を **表 1-2** に示した。この実験から得られた気泡の垂直方向の大きさの平均値 \bar{z} を整流板よりの高さ Z に対し，流量をバラ

表 1-2 1-2.1節における実験条件

column dimension	measuring method	particles	symbol	$u/u_{mf}(-)$	$Z_c(\text{cm})$
3 in diameter	capacitance	glass beads 80-100#	G.B.1	1.83- 10.7	20.7
	capacitance	glass beads 16-24#	G.B.2	1.55- 4.4	20.7
	capacitance	sand 80-120#	S.1	1.46- 10.6	20.7
100×100 rectangular	capacitance	glass beads 80-100#	G.B.1	1.2 - 4.0	50.0
	X-ray photo	glass beads 80-100#	G.B.1	1.2 - 4.0	50.0
	X-ray photo	vinyl chloride 80-100#	B.1	1.2 - 4.0	50.0

メーターにして点綴したものの例を **図 1-7, 8, 9** に示す。すべて80～100#ガラス球を流動させて得たものである。図1-7は内径80mmの円筒流動層で電気容量法によって求めたもので整流には3mmφの鉛球充填層を使用した。図1-8, 9は100mm×100mmの正方形角筒流動層で整流にはアルミナの焼結板を使用した。図1-8は電気容量法，図1-9はX-ray撮影により測定した。Yasuiら¹⁾の結果と同じように流量が大きくなるにつれ \bar{z} が大きくなっている。又 Z が大きくなると \bar{z} が大きくなる。これは気泡が会合，粒子による気泡の切断による分散さらに会合の過程を経てだんだん大きくなることを示すものであろう。図1-7と8を比較すると同一の流量であっても図1-7の方が大きく出ている。これは図1-7, 8の整流器の違いによるもので，鉛球(3mmφ)充填層の方が整流が悪く大きな気泡ができたためと思われる。又X-ray撮影により求めた \bar{z} (図1-9)は，電気容量法による場合(図1-8)に比し小さい値を示す。これは電気容量法で検出できる気泡の大きさの下限が約0.8cmに対しX-ray写真撮影では0.25cmぐらいであったこと及び大，小の気泡が横にならんで検出端に近づくと大きい方を検出してしまいうためと思われる。

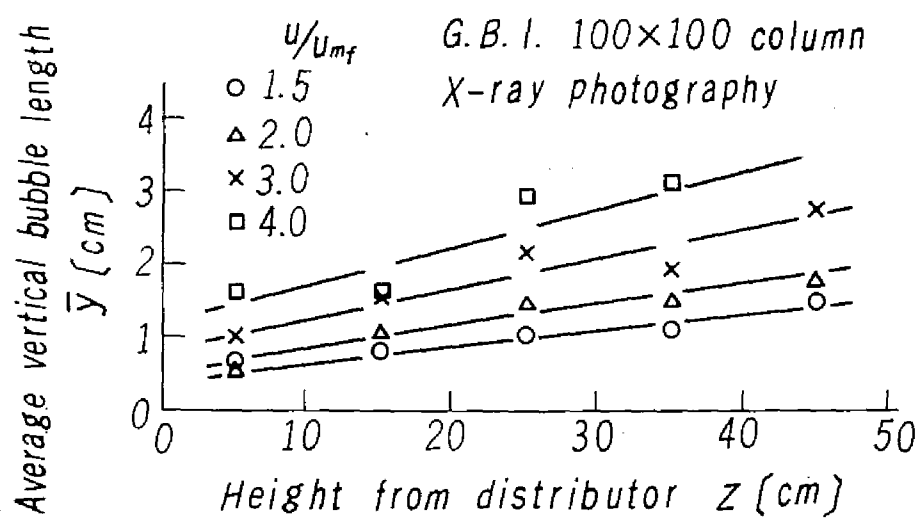


図 1 - 9 気泡の垂直方向高さ

検出端によって検出される気泡頻度はオッシログラフに現われる山の数をかぞえて時間で割って求めた。80 mm 円筒流動層において頻度を測定したがその結果粒子が同じであれば流量が変化しても差異があらわれなかった。このような結果は国井ら¹⁷⁾も認めており後章に述べる2次元流動層の結果においても同様であった。

頻度は整流部より5 cmのところで $n=6\sim7$ 1/secで、20 cmのところで $n=3\sim4$ 1/sec となり、層上部にいくに従い頻度は減少する。これは気泡が会合してゆくことを示すものである。

電気容量法による場合気泡が検出端の横を通過しても気泡によって周りの粒子が運動しているので検出端にもそれがおよび、そのため検出端の容量が変化するのであたかも気泡が検出端を通過した如くにオッシログラフに記録される。それゆえ本実験のように80 mm程度の内径の流動層ではある程度気泡が大きくなれば検出端は断面を通る全気泡を検知するものと考えられる。上にのべた気泡頻度はこの理由により断面を通る全気泡頻度と考えてよい。この頻度と、前述の気泡の大きさより気泡として流れる流量を計算して2相説を検討してみたが成功しなかった。これは検出端が非常に小さい気泡及び、気泡が多数並んだ場合にすべての気泡を検出しなかったためと思われる。気泡として流れる流量値はきわめて大切なものなので第2章において別な方法で求めた。

国井ら¹⁸⁾は2相説を仮定して1つの検知端で検知される気泡頻度から気泡の大きさを推定する方法を報告している。これには正しい頻度を測定する装置が必要でその開発が望まれる。

1-2.2 気泡の形

a) 2次元流動層での気泡の形

1.1.2で述べた2次元流動層で、試料G・B・1、G・B・2を流動させて気泡の形をみるために写真撮影した。その結果気泡の断面は図1-4に示したような形で流動層を全面から後面に貫通したシリンダーとなった。写真上で気泡

にできるだけよく適合する接円を描き θ_b を測定すると 66 コの気泡の平均で 257° となった。Rowe ら⁸⁻¹²⁾, Reuter^{13, 14)} の文献中に示されている気泡の写真の θ_b を測定したがそれぞれ $\theta_b = 265^\circ$, $\theta_b = 227^\circ$ となった。Rowe らと本研究の結果は同じような 2 次元流動層であり比較的近い値であるが, Reuter の気泡は 2 次元とはいえ 3 次元流動層の壁面に現われた気泡なので値が違っているものと思われる。

図 1-3 の X-ray 写真に壁面での気泡が写っている (写真の右上部) が, その気泡の形は壁面でもちょうど半分にはなっておらずいくぶんか壁面におしつぶされたような形となっている。これが Reuter の気泡に相当しよう。

b) 3 次元流動層での気泡の形

1-1.1 の b で述べた装置により流動層内部に発生する気泡の形を調べた。試料 G・B・1 を $u/u_{mf} = 1.2 \sim 4.0$, B・1 を $u/u_{mf} = 1.2 \sim 4.0$ で流動させて, X-ray 写真撮影, 映画撮影した結果, 気泡の形は図 1-4 に示したような形を回転したものとなることがわかった。多数の気泡につき接する円を描き θ_b 及び r をもとめ平均値を求めると, 試料 G・B・1 で, $\theta_b = 215^\circ$, $(r/r_b) = 1.14$, 試料 B・1 で $\theta_b = 206^\circ$, $(r/r_b) = 1.08$ となった。これらの値にはばらつきがあるが頻度分布をつくってみると平均値付近に高いピークをもつ曲線となる。X-ray 映画撮影した単一気泡についても同様にして, 試料 G・B・1 で $\theta_b = 214^\circ$, $(r/r_b) = 1.26$ となり連続気泡とあまりかわらなかった。 θ_b , (r/r_b) に対する気泡の大きさ, 粒子径, 流速などの影響をみるには致らなかった。又会合を起す寸前, および会合したときには気泡の形は変ってくる。

θ_b が 2 次元気泡, 3 次元気泡, Reuter の気泡によりそれぞれ違っているがこれらは気泡のまわりの粒子の流れ, ガス流れの違いによるものであろう。Harrison ら⁷⁾ が気泡上昇速度と気泡体積との関係から $\theta_b = 120^\circ$ と計算し, 流動層最上端に気泡が現われるところを層の上方から写真撮影しそれを

検証したと報告しているがこの値と本研究の結果は非常に違っている。Harrison らの実験的検証は気泡が層の上端に達し粒子をもちあげる時の写真撮影からなされたもので実際の気泡の径よりも大きい径を測定しており、又層の出口では気泡が幾分膨脹する傾向があるためにこのような違いが出てきたものと思われる。

気泡の形が図 1-4 の回転体と考えると気泡の体積と半径、 θ_b の関係は次式となる。

$$V_b = \pi r_b^3 \left(\frac{2}{3} - \cos \frac{\theta_b}{2} + \frac{1}{3} \cos^3 \frac{\theta_b}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \frac{\theta_b}{2} \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \sin^2 \frac{\theta_b}{2} \cos \frac{\theta_b}{2} + \frac{y}{3 r_b} \sin^2 \frac{\theta_b}{2} \right) \quad (1-3)$$

試料 G.B.1 の $\theta_b = 215^\circ$, $y/r_b = 1.14$ を代入すると、

$$V_b = 2.0 y^3 \quad (1-4)$$

となる。これは Rowe¹¹⁾ の X-ray 映画撮影による結果

$$V_b = (1-f_b) \frac{4}{3} \pi r_b^3, \quad f_b = 0.25 \quad (1-5)$$

とよく一致する。 f_b は図 1-4 において半径 r_b の球の内、気泡の体積を除いた部分の割合である。この部分の粒子層は wake とよばれ気泡と共に上昇するものと考えられている。wake については第 3 章において述べる。

1-2.3 気泡の上昇速度

a) 単一気泡の上昇速度

1-1.1 の b) で示した正方形角筒流動層で試料 G.B.1, B.1 を最低流動化状態にして単一気泡をノズルから吹込みその上昇速度を電気容量法、X-ray 映画 (G.B.1 のみ) により測定した。そして Harrison⁷⁾ と同様に、 u_b に対し Uno¹⁹⁾ による塔径の補正をし $u_{b\infty}$ を計算した。この補正

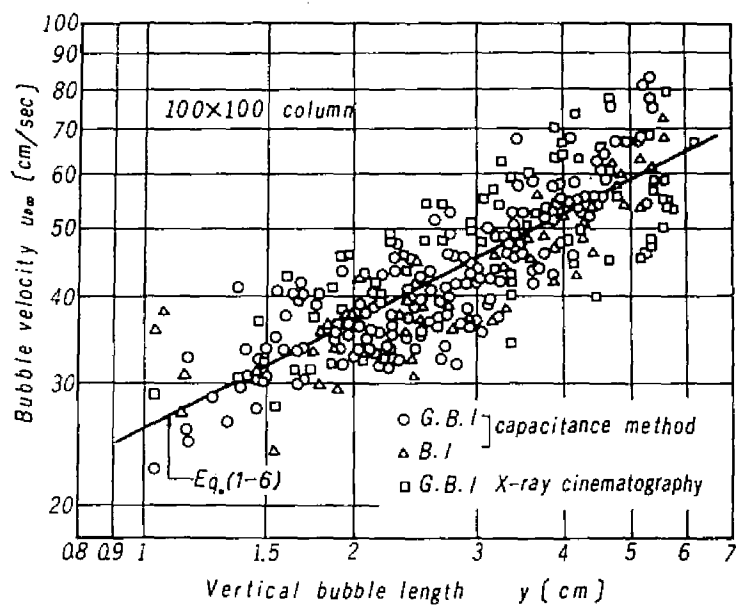


図1-10 単一気泡の上昇速度

の際 frontal diameter とし電気容量法の際にはガラス球 (γ/r_b) = 1.14, 塩ビ粉 (γ/r_b) = 1.08 を用い X-ray 映画に対しては写真に写った frontal diameter をとった。frontal diameter とは気泡に接する球の直径である。 $u_{b\infty}$ と γ を点綴したものが 図 1-10 である。 $\pm 25\%$ ぐらいのばらつきがあるが, $u_{b\infty}$ は $\sqrt{\gamma}$ に比例し, $u_{b\infty}/\sqrt{\gamma}$ の平均値をとる ^と 試料の種類 (ガラス球, 塩ビ粉), 測定法 (電気容量法, X-ray 映画) のいかんにかかわらず $3 \sim 4\%$ の差しかなく, 全体の平均として, $u_{b\infty}/\sqrt{\gamma} = 25.9$ を得た。これより

$$u_{b\infty} = 0.83 \sqrt{g\gamma} \quad (1-6)$$

を得た。図 1-10 中の線が, 式 (1-6) を示す。ガラス球の (γ/r_b), θ_b , V_b の関係を用いると,

$$u_{b\infty} = 0.74 \sqrt{g} V_b^{\frac{1}{6}} \quad (1-7)$$

$$u_{b\infty} = 0.88 \sqrt{g r_b} \quad (1-8)$$

を得る。式 (1-7) は Harrison ら ⁷⁾ (式 (1-9)), Davidson ら ⁵⁾ (式 (1-10)) の結果とよく一致する。

$$u_{b\infty} = 0.71 \sqrt{g} V_b^{\frac{1}{6}} \quad (1-9)$$

$$u_{b\infty} = 0.792 \sqrt{g} V_b^{\frac{1}{6}} \quad (1-10)$$

式 (1-8) は Davies and Taylor ²⁰⁾ の泡の理論式, Jackson ²¹⁾ の理論式

$$u_{b\infty} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_b} \quad (1-11)$$

よりも大きい。また圧力分布から求めた Davies and Taylor の実験式 ²⁰⁾

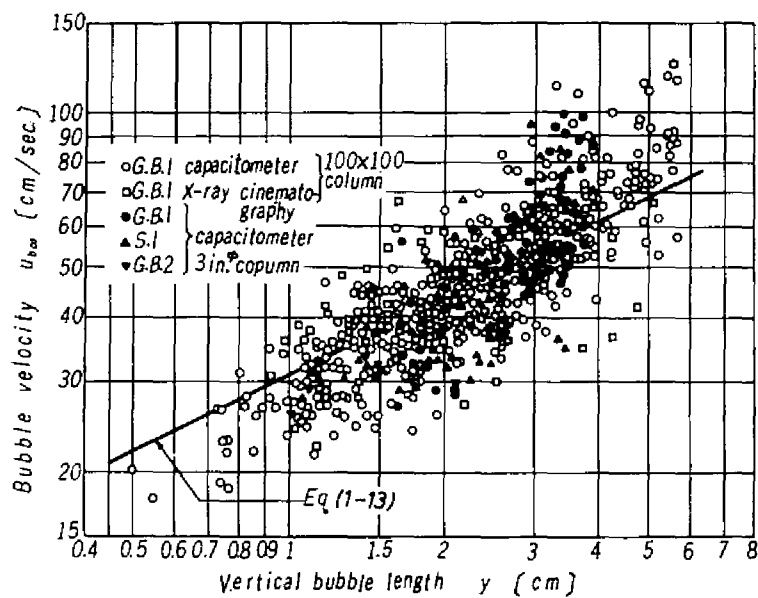


図1-11 連続気泡の上昇速度

(式 (1-12)) よりも大きい。

$$u_{b\infty} = 0.78 \sqrt{g r_b} \quad (1-12)$$

単一気泡の上昇速度のばらつきから単一気泡といえども速度変動があることを示しているように思われる。この速度変動は第5章に述べるように気泡と連続相間のガス交換の重要な因子となる。

1-2.3.2 連続気泡の上昇速度

電気容量法および X-ray 映画撮影法を用いて自然発生する連続気泡の上昇速度を求めた。その結果、粒子の違い、測定法の違いによる差はなく 80 mm φ 円筒、100×100 正方形角筒という塔径の差のみが現われた。平均して、 u_b は正方形角筒の方が 10% 強大きい。塔径の補正を行なうと両者は一致し $u_{b\infty}$ と γ の点綴を行なうと 図 1-11 のようになる。単一気泡よりもばらつきは非常に大きくなるが $u_{b\infty}/\sqrt{\gamma}$ の平均値を求めると $u_{b\infty}/\sqrt{\gamma} = 30.7$ となり

$$u_{b\infty} = 0.98 \sqrt{g \gamma} \quad (1-13)$$

を得る。式 (1-13) を図中の実線で示した。図 1-11 を図 1-10 と比較すると単一気泡は上昇速度が小さく、だいたい連続気泡のばらつきの下限付近にくるが、連続気泡で単一気泡よりも上昇速度の小さい気泡もわずかにある。

連続気泡の上昇速度につき Harrison and Davidson²²⁾ は気泡が連続的に吹込まれるので気泡流量を断面積で割った値 ($u - u_{mf}$) だけ単一気泡の速度より早くなると述べている。これに基づき連続気泡の上昇速度 u_b から ($u - u_{mf}$) を差し引きその値に塔径の補正をして上昇速度 $u_{b\infty}'$ を求めた。この場合も測定方法、粒子の違いにかかわらず、 $u_{b\infty}'/\sqrt{\gamma}$ の平均値は数%以内で一致し、 $u_{b\infty}'/\sqrt{\gamma} = 27.8$ を得た。この値も単一気泡の値より大きく、ばらつきは前述の場合と同様に大きい。

c) 連続気泡上昇速度のばらつきについて

連続気泡の上昇速度のばらつきは、気泡相互の影響と考えられる。気泡相互の影響については第4章気泡の会合で詳しく述べる。第4章の気泡会合のモデルの発想は本節における考察から生れたものである。

Davies and Taylor²⁰⁾ の泡の理論を応用して2つの気泡が垂直方向にならんだ場合と横にならんだ場合の上昇速度を計算した。半径 r_{b1} , r_{b2} の2つの球がそれぞれ速度 $u_{b\infty 1}$, $u_{b\infty 2}$ で完全流体中を動くときの球のまわりの流れは、Milne-Thomson²³⁾ によると球の間隔 l が球の大きさにくらべ比較的大きい場合近似的に解かれ、その速度ポテンシャル ϕ_1 は球 r_{b1} の中心に座標の原点をおくと

球が横にならんだとき

$$\begin{aligned} \phi_1 = & u_{b\infty 1} \cdot r \cdot \cos \theta + u_{b\infty 1} \left(\frac{r_{b1}^3 \cos \theta}{2 r^3} + \frac{r_{b1}^3 \cdot r_{b2}^3}{4 l^6} r \cos \theta \right) \\ & + u_{b\infty 2} \left(\frac{r_{b2}^3 r \cos \theta}{2 l^3} + \frac{r_{b1}^3 \cdot r_{b2}^3 \cos \theta}{4 l^3 r^2} \right) \end{aligned} \quad (1-14)$$

球が垂直方向にならんだ時

$$\begin{aligned} \phi_1 = & u_{b\infty 1} \left\{ r \cos \theta + \frac{1}{2} \frac{r_{b1}^3 \cos \theta}{r^2} + \frac{1}{2} \frac{r_{b1}^3 \cdot r_{b2}^3}{l^2} \right. \\ & \times \left(\frac{1}{l^2} + \frac{2 r \cos \theta}{r^2} \right) \left. \right\} \\ & - u_{b\infty 2} \left\{ \frac{1}{2} r_{b2}^3 \left(\frac{1}{l^2} + \frac{2 r \cos \theta}{l^3} \right) + \frac{1}{2} \frac{r_{b1}^3 \cdot r_{b2}^3 \cos \theta}{l^3 r^2} \right\} \end{aligned} \quad (1-15)$$

となる。式(1-14, 15)から気泡表面の粒子の速度 q_1 が求まり
気泡が横にならんだとき

$$q_1^2 = \frac{9}{4} u_{b\infty_1} \sin^2 \theta \left(1 + \frac{u_{b\infty_2}}{u_{b\infty_1}} \frac{r_{b_2}^3}{2 l^3} \right)^2 \quad (1-16)$$

となる。一方ベルヌーイの定理から気泡表面の粒子速度は

$$q_1^2 = 2g r_{b_1} (1 - \cos \theta) \quad (1-17)$$

となる。式(1-16, 17)を等置して上昇速度を求めるのであるがこの2つの式によると気泡全表面で圧力を一定にすることができない。そこで気泡の岐点附近($\theta \rightarrow 0$)のみで圧力一定となるようにとる(Davies and Taylor)それによって

$$u_{b\infty_1} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_{b_1}} - u_{b\infty_2} \frac{r_{b_2}^3}{2 l^3} \quad (1-18)$$

が得られる。気泡 r_{b_2} に対しても同様にして ϕ_2, q_2 が求まり

$$u_{b\infty_2} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_{b_2}} - u_{b\infty_1} \frac{r_{b_1}^3}{2 l^3} \quad (1-19)$$

が得られる。式(1-18, 19)から $u_{b\infty_2}$ を消去すると $u_{b\infty_1}$ が得られる。

気泡が横にならんだ時

$$u_{b\infty_1} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_{b_1}} \left(1 - \frac{r_{b_2}^3}{r_{b_1} \cdot 2 l^3} \right) / \left(1 - \frac{r_{b_1}^3 \cdot r_{b_2}^3}{4 l^6} \right) \quad (1-20)$$

気泡が垂直方向にならんだときも同様にして

$$q_1^2 = \frac{9}{4} u_{b\infty_1}^2 \sin^2 \theta \left(1 - \frac{u_{b\infty_2}}{u_{b\infty_1}} \cdot \frac{r_{b_2}^3}{l^3} \right)^2 \quad (1-21)$$

が得られ、式(1-17)と等置し $\theta \rightarrow 0$ とすると

$$u_{b\infty_1} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_{b_1}} + u_{b\infty_2} \frac{r_{b_2}^3}{l^3} \quad (1-22)$$

気泡 r_{b_2} に対しては

$$u_{b\infty_2} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_{b_2}} + u_{b\infty_1} \frac{r_{b_2}^3}{l^3} \quad (1-23)$$

が得られる。式 (1-22, 23) から $u_{b\infty_2}$ を消去すると式 (1-24) が得られる。

気泡が垂直方向にならんだ時

$$u_{b\infty_1} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_{b_1}} \left(1 + \sqrt{\frac{r_{b_2}}{r_{b_1}}} \cdot \frac{r_{b_2}^3}{l^3} \right) / \left(1 - \frac{r_{b_1}^3 - r_{b_2}^3}{l^3} \right) \quad (1-24)$$

単一気泡の上昇速度が式 (1-11) であるから，式 (1-20, 24) から他の気泡があると上昇速度はその影響を受け気泡が横にならんだときはおそくなり，垂直方向にならんだときは早くなる。しかも垂直方向にならんだときの方が他の気泡による影響は大きい。

式 (1-20, 24) は気泡間がある程度離れていなければ成立せず，定量的なことは述べるできないが連続気泡の上昇速度のばらつきが大きいこと，連続気泡の方が単一気泡より上昇速度が大きいことを定性的に説明できる。

以上述べて来たことをまとめると 表 1-3 となる。

表 1-3 他の実験者の結果との比較

experimenter	particles	results
Rowe et al. 8~12)	ballotini 230 μ etc.	2 dim.* $\theta_b = 265^\circ$ 3 dim.* $V_b = (1-f_b) \frac{4}{3} \pi r_b^3$ $f_b = 0.25$
Reuter ^{13,14)}	hartweizengries β 0.2-0.3 mm quarz sand 0.5-1 mm	2 dim. $\theta_b = 227^\circ$
Davies et al. 20)	theoretical air-water	3 dim. $u_{b\infty} = \frac{2}{3} \sqrt{gr_b}$ 3 dim. $u_{b\infty} = 0.78 \sqrt{gr_b}$
Jackson ²¹⁾	theoretical	3 dim. $u_{b\infty} = \frac{2}{3} \sqrt{gr_b}$
Davidson et al. 5)	glass beads 150 μ sand 40-60 swede seeds 1.7 mm	3 dim. $\theta_b = 100^\circ$ $u_{b\infty} = 0.792 \sqrt{gV_b}^{1/6}$ single bubble
Harrison et al. 7)	sand 72-120	3 dim. $\theta_b = 120^\circ$ $u_{b\infty} = 0.71 \sqrt{gV_b}^{1/6}$ single bubble
Authors	G.B.1 G.B.2 G.B.1 G.B.2 B.1 S.1	2 dim. $\theta_b = 257^\circ$ 3 dim. $\theta_b = 215^\circ$, $y/r_b = 1.14$ (glass beads) $V_b = 2.0 y^3$ $u_{b\infty} = 0.83 \sqrt{gy} = 0.88 \sqrt{gr_b}$ $u_{b\infty} = 0.75 \sqrt{gV_b}^{1/6}$ single bubble $u_{b\infty} = 0.98 \sqrt{gy}$ continuous bubble

* 2 dim. and 3 dim. mean 2 and 3 dimensional fluidized-bed.



G.B.2

図1 - 12 検出端を気泡が通過する際の
粒子の流れ

1-2.4 検出端による気泡の状態変化

気泡上昇速度には検出端の影響があまりないが気泡内の粒子の含有量を測定するのに検出端を用いる電気容量法とか，光線透過法が妥当かどうかを検討した。Yasui ら¹⁾，Lanneau²⁾らの結果と同様本研究の結果も検出端を内置すると気泡が通過してもオシログラフの指示は図 1-2 のように完全に全空間時の値は示さない。2次元流動層で，Lanneau と同じぐらいの大きさの検出端を内置した状態で気泡の通過の際の写真をとった。1例を 図 1-12 に示す。検出端をつたわってかなりの量の粒子が落下する。また 0.5 mm ϕ の針金を内置したときも同様の結果を得た。これらの結果より図 1-2 で気泡通過時に完全に全空間時の値に達しないのは検出端での粒子の落下のためと考えられる。2次元流動層で装置壁に検出端をはりつけて気泡の通過の際のオシログラフを記録したが，検出端の妨害の影響はないが，壁をつたわって粒子が落下するのでこれもまた完全には全空間時の値を示さない。

1-2.5 気泡内粒子分布

1-2.4 で記したような結果が得られたので実際には気泡内にどれほど粒子が含まれるかを知るために2次元流動層で，気泡内部を断層的に写真をとった。方法は 1-1.2 に述べた。その例が図 1-6 である。実験は試料 G.B.2 を $(u/u_{mf}) = 1.6$ (単一気泡吹込み)， $(u/u_{mf}) = 2.95$ (連続気泡)，試料 S.2 を $(u/u_{mf}) = 1.98$ (単一気泡) で流動させて行なった。解析結果を 表 1-4 に示す。

表 1-4 気泡内粒子濃度分布

particles	$u/u_{mf}[-]$	(1 - ϵ)				
		plane 1*	plane 2	plane 3	plane 4	plane 5
G.B.2	1.60	0.0173	0.00507	0.00259	0.00461	0.0297
G.B.2	2.95	0.0164	0.00554	0.00354	0.00705	0.0128
S.2	1.98	0.00200	0.00112	0.000723	0.00110	0.00377

* 図 1-5 参照

壁面で粒子の占める体積割合 $(1 - \epsilon)$ は高々 0.018 で，中心付近で高々 $(1 - \epsilon) = 0.004$ であり，中心付近に向うに従い $(1 - \epsilon)$ の値は減っている。そして中心では粒子はほとんど含まれていないといってよい。壁面で $(1 - \epsilon)$ が大きいのは，壁をつたわって粒子が落下するからである。修正 2 相説^{24, 25)} では全粒子の数% 以上が気泡内に含まれているといわれているが，本研究の $(1 - \epsilon)$ の結果からは気泡内部でははるかにその値まで達しない。気泡内粒子分布には，Rowe のいう knife (粒子による気泡の切断) は含まれていない。knife は X-ray 写真の結果からも認められるようである。

この結果から修正 2 相説でいわれている気泡に含まれている粒子というのは Davidson²⁶⁾ が提出したガスの流れ函数から導き出される cloud 内の粒子だったといえる。

又，気泡が上昇するのは気泡内部を粒子が落下しその落下した粒子の占る部分だけ空間が上方へ移動するためと考える研究者もあったがこの結果によって気泡はむしろ液中を上昇する気泡のようにして上昇することがわかる。

結 論

気泡は会合，粒子による気泡の切断による分散，さらに会合を繰返えしながら大きくなって上昇していく。

気泡の形は本研究の実験範囲では spherical cap で気泡下部が上方に凸である。

気泡の上昇速度は，単一気泡，連続気泡とも粒子条件のいかんによらず，気泡の垂直方向の大きさ y の平方根に比例する。連続気泡の上昇速度は，ばらつきが大きく，これは気泡相互の影響によるもので本質的なものである。連続気泡の上昇速度は単一気泡のそれより大きい。

気泡の内部には粒子はほとんど含まれない。

〔附 記〕

第 1 章の主な内容はすでに文献^{27, 28)} に発表した。

第1章の使用記号

f_b : wakeを含めた気泡体積のうちwakeの占る体積割合	[—]
g : 重力加速度	[cm/sec^2]
l : 気泡中心間距離	[cm]
n : 気泡頻度	[numbers / sec]
q : 気泡表面での粒子速度	[cm/sec]
r : 極座標	[cm]
r_b : 気泡の半径	[cm]
t : 図 1—2	[cm]
u : 空塔ガス速度	[cm/sec]
u_{mf} : 最低流動化速度	[cm/sec]
u_b : 気泡上昇速度	[cm/sec]
$u_{b\infty}, u_{b\infty}'$: 壁の影響を受けていない気泡上昇速度	[cm/sec]
V_b : 気泡体積	[cm^3]
w : 図 1—2	[cm]
y : 気泡の垂直方向の大きさ	[cm]
\bar{y} : 平均の気泡垂直方向の大きさ	[cm]
Z : 整流部からの層高さ	[cm]
Z_c : 静止層高さ	[cm]
ϵ : 空間率	[—]
θ : 極座標	[rad.]
θ_b : 気泡角度, 図 1—4	[deg.]
ϕ : 粒子の速度ポテンシャル	[cm^2/sec]

第1章の引用文献

- 1) Yasui, G. and Johanson, L.N. : A.I. ch. E. Journal, 4, 445 (1958)

- 2) Lanneau, K.P. : Trans, Instn. Chem. Engrs. (London) 38,
125 (1960)
- 3) Baumgarten, P.K. and Pigford, R.L. : A.I. Ch. E. Journal,
6, 115 (1960)
- 4) 尾崎萃, 森川清 : 化学工学協会第23年会 4月 (1958)
- 5) Davidson, J.F., Paul, R.C., Smith, M.J.S. and Duxbury,
H.A. : Trans. Instn. Chem. Engrs. (London), 37, 323 (1959)
- 6) Harrison, D., Davidson, J.F. and de Kock, J.W. : Trans.
Instn. Chem. Engrs. (London), 39, 202 (1961)
- 7) Harrison, D., and Leung, L.S. : Trans. Instn. Chem. Engrs.
(London), 40, 146 (1962)
- 8) Rowe, P.N. : Chem. Eng. Progr. Symposium Series, 58, no.
38, 42 (1962)
- 9) Rowe, P.N. and Partridge, B.A. : Symposium on the
Interaction between Fluids and Particles, P.135 London,
Instn. Chem. Engrs. (1962)
- 10) Rowe, P.N. and Partridge, B.A. : Chem. Eng. Sci., 18, 511
(1963)
- 11) Rowe, P.N., Partridge, B.A. and Lyall, E. : Chem. Eng.
Sci., 19, 973 (1964)
- 12) Rowe, P.N., Partridge, B.A., Lyall, E. and Ardran, G.M.
: Nature (London), 195, 278 (1962)
- 13) Reuter, H. : Chem.-Ing.-Tech., 35, 98 (1963)
- 14) Reuter, H. : Chem.-Ing.-Tech., 35, 219 (1963)
- 15) Dotson, J.M. : A.I. Ch. E. Journal., 5, 169 (1959)
- 16) Morse, R.D. and Ballou, C.O. : Chem. Eng. Progr. 47, 199 (1951)
- 17) 国井大蔵, 吉田邦夫, 平木一郎 : 化学工学, 29, 846 (1965)

- 18) 国井大蔵, 吉田邦夫, 平木一郎: 第4回総合シンポジウム, P.37, 東京 (1965)
- 19) Uno, S. and Kintner, R.C. : A.I.Ch.E. Journal, 2, 420 (1956)
- 20) Davies, R.M. and Taylor, Sir Geoffrey : Proc. Roy. Soc. (London) A, 200, 375 (1950)
- 21) Jackson, R. : Trans. Instn. Chem. Engrs (London), 41, 13 (1963)
- 22) Davidson, J.F. and Harrison, D. : "Fluidised Particles" Chembridge University Press. (1963)
- 23) Milne-Thomson, L.M. : Theoretical Hydrodynamics, 4th edition, London, Macmillan (1960)
- 24) 国井大蔵, 矢木栄: 化学工学協会第23年会, 4月 (1958)
- 25) 国井大蔵: 化学機械技術, 10, 125 (1958)
- 26) Davidson J.F. : Trans. Instn. Chem. Engrs., London, 39 230 (1961)
- 27) 桐栄良三, 松野隆一, 小嶋宏, 長井良昭, 中川公一, 湯晋一: 化学工学, 29, 851 (1965)
- 28) 桐栄良三, 松野隆一, 小嶋宏, 長井良昭, 中川公一, 湯晋一: Memoirs of the Fac. of Eng. Kyoto Univ. 27, 475 (1965)

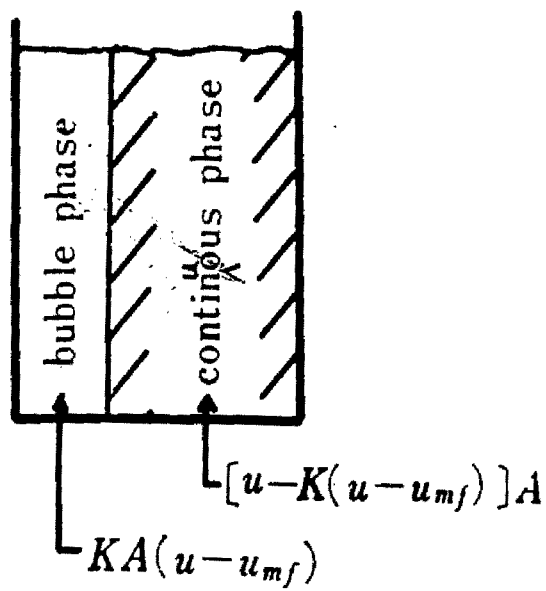


図 2 - 1 流動層のモデル

第2章 2相説の検討

緒言

第1章において気泡の概略を述べたが本章ではその気泡がどれくらいの量、層内を上昇するか、又連続相にはどれくらいの流体が流れるか検討する。

このことに関しては Toomey ら¹⁾ によって唱えられた2相説が定説である。現在流動層における反応や、熱、物質の移動を説明するモデルが多数たてられているがそのほとんどはこの2相説に基づいている。

2相説とはガス系流動層のように気泡の発生する系において適用されるもので、流動層が粒子をほとんど含まない気泡相と粒子濃度の濃厚な連続相にわけられ、連続相には最低流動化速度のガスが流れ、ほぼ最低流動化状態にあり、余分のガスが気泡相となって流れるというものである。

この2相説は一般に Yasui ら²⁾ によって実験的に証明されたと考えられているが、その計算方法に誤りがあるように思われる。本研究においても第1章で気泡頻度と気泡の大きさを電気容量法によって求め検証しようと試みたが失敗に終わった。これは電気容量法では小さな気泡がとらえられないためである。

そこで本章ではすべての気泡が目に見える奥行の小さい2次元流動層を16mm映画撮影して2相説を検討した。

§2-1 層の安定性から考えた2相説の検討

図2-1に示したように流動層を気泡相と連続相の2つに分け気泡相に $K \cdot (u - u_{mf}) \cdot A$ の流量が流れ、連続相には残りの流量が流れると考える。 K は $(u - u_{mf}) \cdot A$ の内どれだけの割合が気泡相に流れるか示した係数である。 $K = 0$ の時層は均一分散、 $K \geq 1$ の時2相説の成立する必要条件が満たされている。 $K < 1$ ならば連続相は最低流動化状態になく最低流動化状態よりも膨張している。

次に層全体の空間率を ϵ とすると ϵ は連続相での空間率 ϵ' と滞留する気泡相との総和されたものである。連続相のガスの流れに対しては carman の式が成立すると考え、連続相は均一な流動層で粒子が球形とすると抵抗係数 \bar{f} は

$$\bar{f} = \frac{\Delta P \text{ } g_c \epsilon'^3 d_p}{6 L_f (1-\epsilon') \rho_f u'^2} \quad (2-1)$$

$$\bar{f} = \frac{5}{Re} + 0.4 \bar{Re}^{-0.1} \quad (2-2)$$

$$\bar{Re} = \frac{u' \rho_f d_p}{6 \mu (1-\epsilon')} \quad (2-3)$$

流動層においては

$$\Delta P = L_f (1-\epsilon') \rho_s g / g_c \quad (2-4)$$

これらの式から

$$\begin{aligned} \frac{d_p^2 \rho_s g}{180 \mu} \cdot \frac{\epsilon'^3}{1-\epsilon'} = u' + 0.4 \left(\frac{6 \mu}{\rho_f d_p} \right)^{0.1} \\ \times \frac{\rho_f d_p}{30 \mu} (1-\epsilon')^{-0.9} u'^{1.9} \end{aligned} \quad (2-5)$$

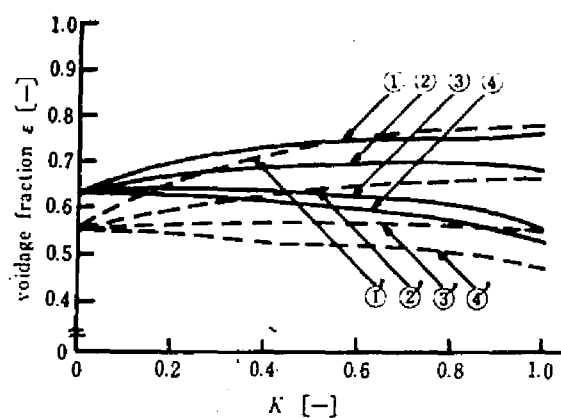
が得られる。

u' は連続相を流れる空塔見掛速度で、連続相を流れる流量を連続相が占る断面積で割って求める。連続相の占める断面積は気泡流量と気泡の滞留時間から計算される。 u' は次式となる。

$$u' = \frac{\{ u - K(u - u_{mf}) \}}{\{ 1 - (K/u_b)(u - u_{mf}) \}} \quad (2-6)$$

気泡の上昇速度 u_b は Davidson ら³⁾ と同様に考えて

$$u_b = K(u - u_{mf}) + K' \sqrt{g D_b} \quad (2-7)$$



Particles glass beads

— 80—100μ

----- 24—28μ

$u/u_{mf}=6.0$ $u_{mf}=2.10 \text{ cm/sec}$

$u/u_{mf}=2.5$ $u_{mf}=27.0 \text{ cm/sec}$

$D_b[\text{cm}]$ ① 0.5 ② 1.0 ③ 5.0

$D_b[\text{cm}]$ ①' 5.0 ②' 20.0

④ 10.0

③' 100.0 ④' 500.0

図 2 - 2 計算によってもためた K と D_b の変化にともなう層の空間率の変化

ととった。 K' は 2 次元流動層における単一気泡の上昇速度から求めたがほぼ 0.5 であった。層全体の空間率 ϵ は

$$\epsilon = \epsilon' + (K/u_b)(u - u_{mf})(1 - \epsilon') \quad (2-8)$$

となる。 K および D_b をきめると式 (2-7) から u_b が求まり、式 (2-6) により u' が求まる。それを式 (2-5) に代入して ϵ' を試行法で求めることができる。 ϵ' を式 (2-8) に代入し層全体の空間率 ϵ が求まる。気泡径 D_b をパラメーターにし ϵ と K の関係を示したものが **図 2-2** である。図中の u_{mf} は最低流動化時の空間率 $\epsilon_{mf} = 0.4$ と仮定しそれを式 (2-5) の ϵ' に代入し求めた。実線は 80~100#, 点線は 24~28# ガラス球についての計算結果である。

次に 2 相説が成立するかどうか検討するために層の安定性につき次の 2 つのことを考える。

① ガス系流動層では気泡は安定なものであり連続相の空間率が増し、粒子間隔が増すより、気泡ができて粒子間隔が小さくなり粒子どうしがほぼ接触している状態の方が安定、すなわち K が 1 に近づこうとする。

② しかし気泡ができることによって層全体の空間率 ϵ が非常に大きくなる場合には層の位置のポテンシャルが高くなりかえって不安定となる（この場合①とは逆に K は 1 に近づきがたい）。

①, ② より気泡ができた方が層全体の空間率が低くなる場合には K が 1 に近づき 2 相説が成立しやすく、逆に気泡ができた方が層全体の空間率が高くなる場合には①, ②の両者により 1 より小さいある K の値にとどまるものと思われる。

図 2-2 で実線 80~100# ガラス球のように小さい粒径の場合には気泡径 D_b が比較的小さくても気泡ができることによって全体の空間率はあまり大きくならず、 D_b が 2~3 cm ぐらいになれば気泡ができる方が空間率が小さくなる。気泡径が 2~3 cm に成長するにはそれほど時間も要せずこれくらいの粒径を

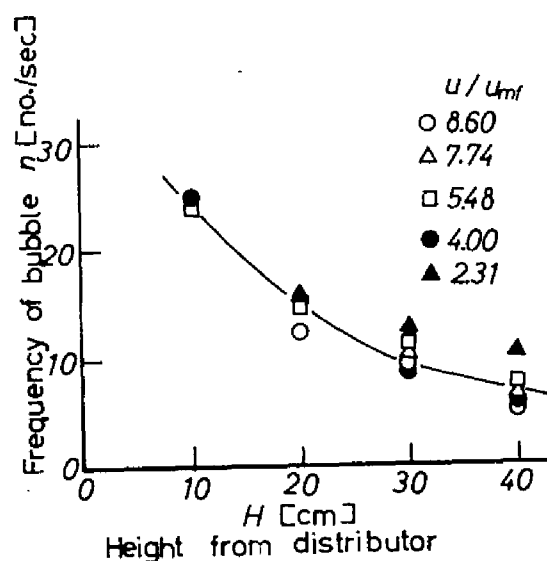


図2-3 層全断面積当りの気泡頻度 (80~100 μ ガラス球, $u_{mf} = 1.98 \text{ cm/sec}$, $v_{mf} = 6.40 \text{ cm/sec}$, 層断面積 3.23 cm^2)

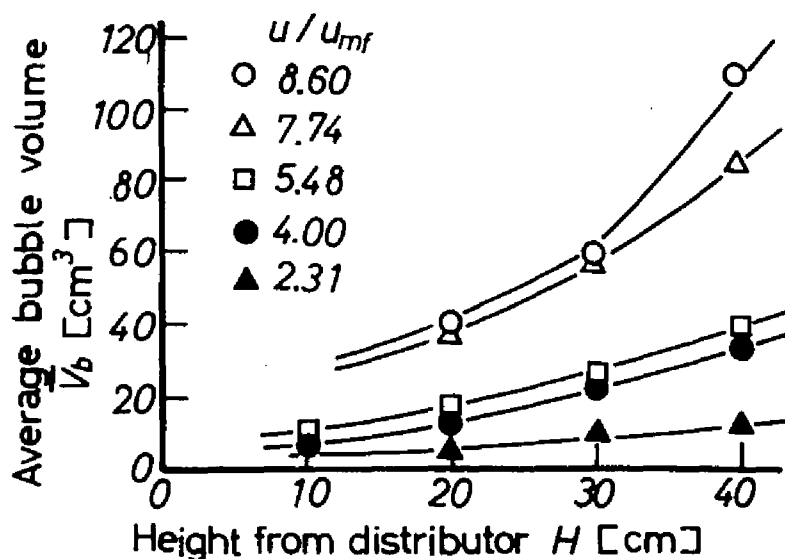


図2-4 平均気泡体積 (80~100 μ ガラス球, $u_{mf} = 1.98 \text{ cm/sec}$, $v_{mf} = 6.40 \text{ cm/sec}$, 層断面積 3.23 cm^2)

使用した流動層は層のごく底部をのぞきほぼ K は1以上になって2相説が成り立つ必要条件が満されていると考えられる。

又、点線の24～28# ガラス球のように大きい粒子の場合には D_b が20cmでも気泡ができると ϵ が大きくなる。気泡ができて層全体の空間率が小さくなるには D_b が非常に大きく成長しなければならず、よほど大きな装置でなければなりえないし、またそれまで成長するには相当な層高となろう。それゆえ実験装置などでは K は1以下すなわち2相説が成立していないと考えられる。また、層高が高くなると D_b も大きくなるので層の高さとともに2相説に近づくことが考えられる。

3次元流動層の場合も同様な検討が可能である。その際には式(2-7)の K' の値に3次元流動層の値を使用すればよい。

§2-2 実験装置，方法，解析方法，実験条件

流動層装置は透明アクリル樹脂製の2次元流動層で幅25cm，奥行1cm，高さ80cmである。整流には高さ8cmの60～65# ガラス球充填層を使用した。奥行1cmの流動層であれば層の極底部をのぞき発生するすべての気泡を目で見ることができる。装置に試料粒子を約60cm充填し空気で流動化させ16mmシネカメラ(45コマ/sec)で逆光でその状態を撮影した。撮影したフィルムをフィルム解析器にかけ、層底から10cm，20cm，30cm，40cmのところを通過する

表2-1 実験条件

粒 子	$u_{mf}(\text{cm/sec})$	$u/u_{mf} (-)$
24～28# ガラス球	3.44	2.41, 1.67, 1.39
42～48# "	7.00	2.03, 3.04, 4.16
65～80# "	2.83	9.47, 7.72, 5.70, 3.89, 2.10
80～100# "	1.98	8.60, 7.74, 5.48, 4.00, 2.39
80～100# 塩ビ粉末	1.64	8.90, 7.06, 5.30, 4.26

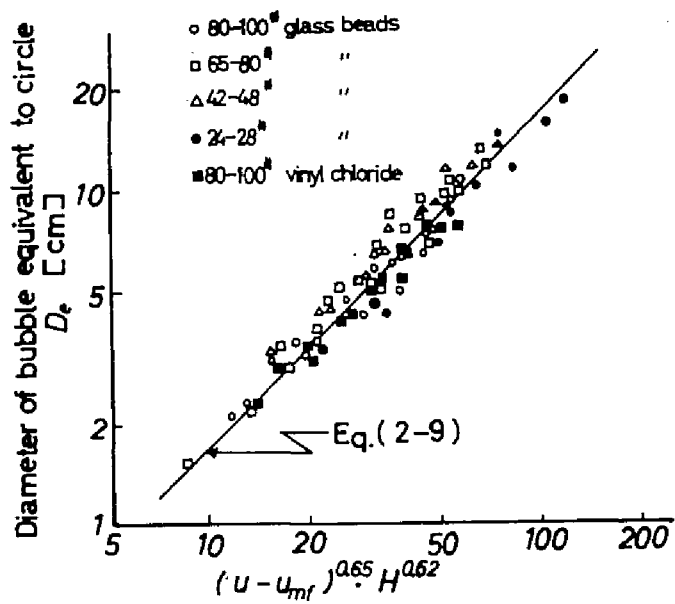


図 2-5 気泡の円相当直径

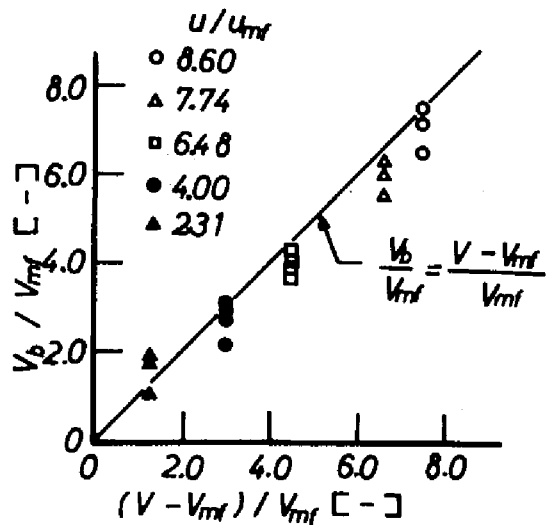


図 2-6 2 相流成立の場合 (80~100*ガラス球, $u_{mf} = 1.98 \text{ cm/sec}$, $V_{mf} = 64.0 \text{ cm}^3$, 横断面積 3.23 cm^2)

気泡の全個数をかぞえ頻度を求めた。又、気泡をフィルム解析器上で紙に写しとり切りぬいてその質量から気泡の平均気泡体積 \bar{V}_b 及び気泡としての流量を測定した。

使用した試料粒子及び実験条件を 表 2-1 に示した。

§ 2-3 実験結果と考察

図 2-3 に層断面当りの全気泡頻度 n と層高 H の関係の 1 例を示す。80 ~ 100 # ガラス球の例である。層高とともに頻度が減少し会合しているのがわかる。又、流量に無関係に大体 1 本の曲線にまとめられる。図 2-4 は平均気泡体積と層高の関係の 1 例を示す。流量が増し、層高が増すと平均気泡体積も増加する。図 2-5 は本実験において得られた円相当気泡径と流速及び層高の関係を示したもので図から円相当気泡径 D_e に対し次式をうる。

$$D_e = 0.17 (u - u_{mf})^{0.65} H^{0.62} \quad (2-9)$$

$$D_e \text{ [cm]}, \quad u, u_{mf} \text{ [cm/sec]}, \quad H \text{ [cm]}$$

図 2-6, 7 は 2 相説がどの程度成立しているか示した図である。図中 45° の線より上方に点があればほぼ 2 相説が成立していると考えてよい。80 ~ 100 # ガラス球の場合にはほぼ 2 相説が成立し、24 ~ 28 # ガラス球のように大きい粒子では 2 相説が成立していず層高が大きくなるに従い 2 相説に近づいている。

この結果は § 2-1 で検討したことと一致している。

気泡径が大きくなり、粒子径が小さくなると 2 相説が成立しやすいことから全実験結果に対し 図 2-8 のような整理を行なった。縦軸は図 2-1 で定義した K をあらわし、横軸は $K^* \sqrt{g D_e} / u_{mf}$ をとってある。 K^* は円相当気泡径を使用した時の単一気泡上昇速度の係数であり実験結果から 0.51 となった。図 2-8 の実線は 2 相説成立の必要十分条件としての K の値を示したもので式 (2-6, 7) の u の代りに u_{mf} の値を代入して求めた。実験結果は

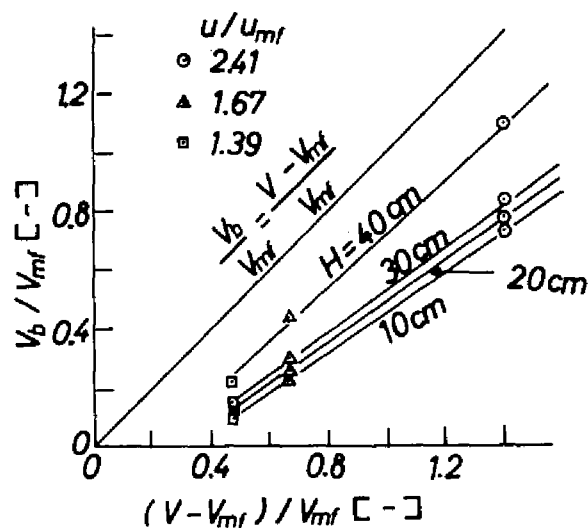


図 2-7 2 相説成立の度合 (2.4 ~ 2.8 号ガラス球,
 $u_{mf} = 3.44 \text{ cm/sec}$, $v_{mf} = 1110 \text{ cm/sec}$,
 層断面積 3.23 cm^2)

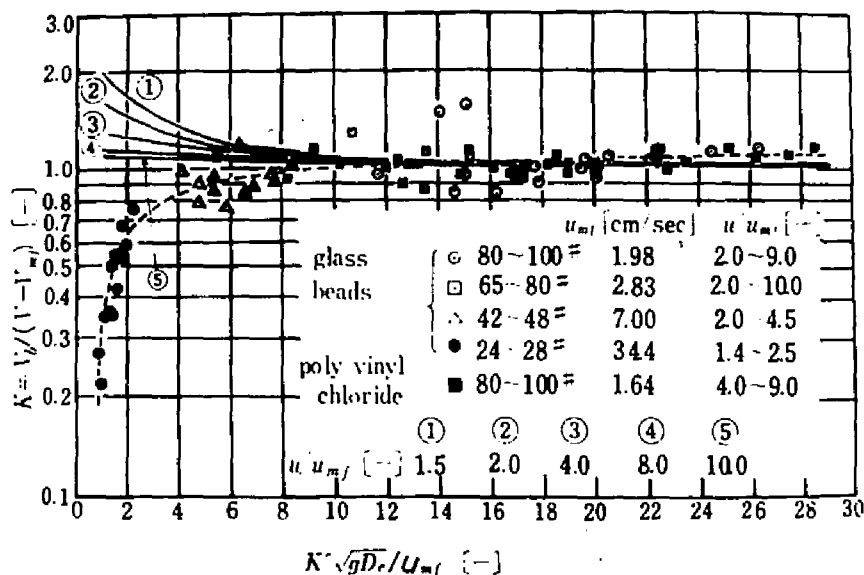


図 2-8 2 次元流動層における 2 相説の成立する範囲

$K \cdot \sqrt{g D_e} / u_{mf} > 10$ となると 2 相説成立の必要十分条件としての K の値の近くに集まっている。式 (2-9) により層高と実験条件がわかれば D_e が求まるので図 2-8 から 2 相説が成立しているかどうかわかる。

式 (2-9) と図 2-8 からいえることを要約すると次の如くなる。

① 2 相説はすべての条件で成立するというのではなく条件によっては成立しない場合もある。

② 粒径が小さい場合は u_{mf} が小さく，層底部で D_e があまり大きくなくても $K \cdot \sqrt{g D_e} / u_{mf}$ が 10 以上となり流動層全体に亘り 2 相説が成立する。

③ 粒径が大きい場合は u_{mf} が大きく，流動層底部では 2 相説が成立しない。しかし式 (2-9) で整流板よりの距離が大きくなると D_e が大きくなるので $K \cdot \sqrt{g D_e} / u_{mf}$ もだんだん大きくなり 2 相説が成立する。

結 論

2 次元流動層による実験で 2 相説を検討した結果条件によっては 2 相説が成立しない場合もある。粒径が小さい場合には流動層底部からほぼ 2 相説が成立し，触媒反応等のように小さい粒子を使用する場合にはモデルとして 2 相説は妥当といえる。

なお 2 相説は最低流動化速度のガスが連続相にながれ，のこりのガスが気泡相に流れるというものであるが最近になって cloud⁴⁾ 中のガスも気泡とともに上昇することがわかったので，2 相説を次のような定義に変えたほうがより現象に忠実であるように思われる。すなわち「連続相に最低流動化速度のガスが流れのこりのガスが気泡相および cloud 内のガスとして流れる。」

このように 2 相説を定義すれば本章における 2 相説の定義で 2 相説が成立していない 42～48 # ガラス球はあるいは 2 相説が成立しているかもしれない。すくなくとももう少し 2 相説に近いものと思われる。というのは 80～100 # ガラス球のように小さい粒子では気泡上昇速度と最低流動化速度の比が大きく，cloud も小さく，どちらの定義でも差異はないが 42～48 # ガラス球のよ

うに大きい粒子ではその比が小さく cloud が大きくなるため気泡としての流量が小さくても cloud 内のガスを含めれば 2 相説が成立する可能性があるからである。

又，§ 2-1 における検討は 2 相説の定義を変えるならば，流動層に送ったガス量が気泡になりやすいかどうかという検討になり 2 相説との直接の関係はなくなる。

しかしながら wake が cloud に含まれるかどうかは解明されておらず，また連続的に気泡が発生しており気泡相互の影響で速度変動も大きく cloud の体積をすることがむずかしいので後者の 2 相説を証明することは非常に困難である。

〔附記〕 本章の主な内容はすでに文献⁵⁾に発表した。

第 2 章の使用記号

A	: 流動層断面積	[cm^2]
D_b	: 気泡直径	[cm]
D_e	: 円相当気泡直径	[cm]
d_p	: 粒子径	[cm]
g	: 重力加速度	[cm/sec^2]
g_c	: 重力換算係数	[$g\ cm / G\ sec^2$]
H	: 整流部からの層高さ	[cm]
K	: 図 2-1 で定義した係数	[$-$]
K', K''	: 気泡上昇速度の係数	[$-$]
L_f	: 流動層高	[cm]
n	: 気泡頻度	[$1/sec$]
ΔP	: 圧力損失	[G / cm^2]
u	: 空塔見掛速度	[cm/sec]

u'	: 連続相を流れる空塔速度	[cm/sec]
u_b	: 気泡上昇速度	[cm/sec]
u_{mf}	: 最低流動化速度	[cm/sec]
V	: 流体流量	[cm^3/sec]
V_b	: 気泡としての流量	[cm^3/sec]
\bar{V}_b	: 平均気泡体積	[cm^3]
V_{mf}	: 最低流動化流量	[cm^3/sec]
ϵ	: 層全体の空間率	[-]
ϵ'	: 連続相の空間率	[-]
ϵ_{mf}	: 最低流動化時空間率	[-]
μ	: 流体の粘度	[g/cm·sec]
ρ_f	: 流体密度	[g/cm ³]
ρ_s	: 粒子密度	[g/cm ³]

第2章の引用文献

- 1) Toomey, R. D. and Johnstone, H. F. : Chem. Eng. Progr., 48, 220 (1952)
- 2) Yasui, G. and Johanson, L. N. : A. I. Ch. E. Journal, 4, 445 (1958)
- 3) Davidson, J. F. and Harrison, D. : "Fluidised Particles" Cambridge University Press (1963)
- 4) Davidson, J. F. : Trans. Instn. Chem. Engrs., London, 39, 230 (1961)
- 5) 桐栄良三, 松野隆一, 藤木功 : 化学工学, 31, 398 (1967)

第3章 気泡による粒子の運動

緒 言

ガス系流動層における粒子の運動は伝熱，反応等に大きな影響を及ぼす。ガス系流動層は接触効率が悪いにもかかわらず触媒反応装置として非常に多く使用されるゆえんは気泡によって生じる激しい粒子混合が層と流動層装置の伝熱面間の熱移動速度を迅速にし反応熱の除去あるいは加熱が容易に行なえることおよび層内温度が均一となり層内いたるところで一定の温度で反応を行なえることにある。

Davidson¹⁾ は気泡の周りに気泡とともに上昇する cloud が生じることを理論的に説明したが cloud の生じるのは気泡の周りの粒子の運動があるためである。

又，吸着性のある粒子を流動層に使用した場合には流体は粒子に吸着されて移動することも起る²⁾。

このように粒子の運動は流動層における諸現象に対しすこぶる重要な役割を果たしている。

在来流動層における粒子混合はマクロ的に見て拡散過程により近似されてきたが^{3, 4, 5)}，気泡の発生する系では粒子の運動は気泡によってひきおこされるものと考えべきである。Roweら^{6~8)}，Reuter⁹⁾，Davidson¹⁾，Jackson¹⁰⁾らは流動層における粒子の運動を完全流体中を円筒あるいは球が動く場合の完全流体の運動におきかえることができるものとしている。特にRoweらは2次元流動層，3次元流動層の実験も行い，さらにwakeの運動についても論じている。

本研究においても粒子の運動は気泡によるものと考え2次元流動層により次のような2つの方法で実験を行なった。

1) 無色と着色した粒子を2次元流動層内に上下2相に充填し最低流動化状

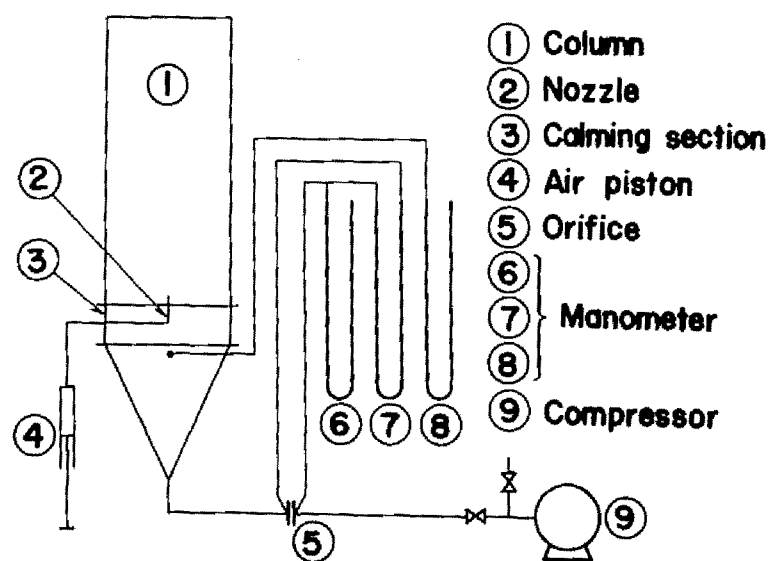


図 3 - 1 実験装置の概略図

態にして単一気泡を吹込み色の境界の動く有様を調べた。以後この方法を境界線追跡法とよぶ。

Ⅱ) 無色粒子中に着色した粒子を少量混入し気泡によって運動する着色粒子の1つ1つの動きを追跡した。以後この方法を単一粒子追跡法とよぶ。

境界線追跡法は1つ1つの粒子の運動が総合されてあらわれる気泡による境界線の移動を追跡するもので気泡によって移動する粒子量を直接求めることができる。もちろんその結果から1つ1つの粒子の運動もある程度類推できる。

単一粒子追跡法は1つ1つの粒子の運動を追跡するもので粒子の動く径路，粒子の速度，流線などを求めることができる。気泡による粒子の移動量はこれらの結果から計算して求めなければならない。

境界線追跡法の結果によって気泡の上流側の粒子の運動は従来使用されている完全流体の式^{1, 6~10)}に近い運動であることがわかったが，下流ではそれと非常に異なっていたので単一粒子追跡法では気泡の下流側の運動に重点を置いて研究した。特にwake内の粒子の運動は後者によって求めた。

これらの実験結果に基づき，wake外の粒子の流れについては，完全流体の式を用いそれに仮想壁 (Imaginary Wall) の考え方を導入した粒子運動に対するモデルをたてて実験結果と比較した。

§ 3 - 1 実験装置，方法，試料

3 - 1.1 実験装置

実験装置の概要を 図 3 - 1 に示した。流動層本体は透明塩化ビニール樹脂製 (幅 250 mm，奥行 25 mm，高さ 600 mm) あるいはアクリル樹脂製 (幅 250 mm，奥行 10 mm，高さ 800 mm) の2次元流動層である。整流部は 65 ~ 80 # ガラス球を充填した高さ 80 mm の充填層を使用した。気泡吹込み口は外径 10 mm φ の銅パイプで整流部直上の層の中央部にとりつけてある。

単一粒子追跡法の実験ではこのノズルから連続的に気泡を吹込んだ。又壁面

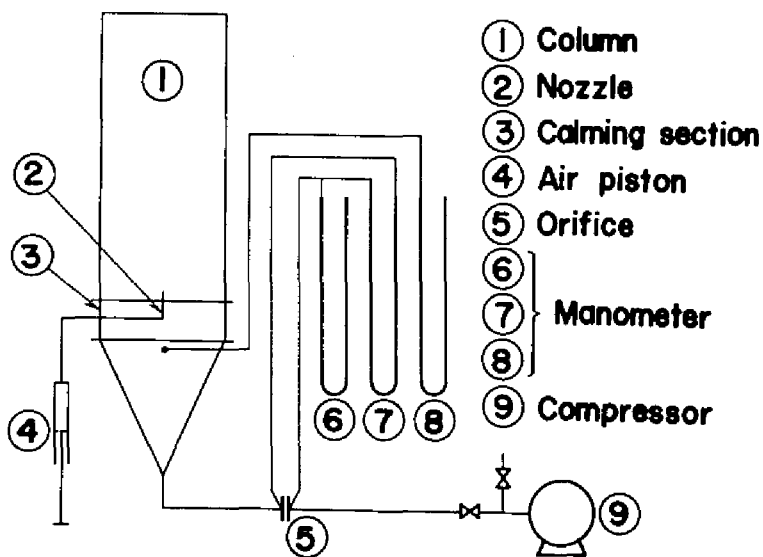


図 3-1 実験装置の概略図

態にして単一気泡を吹込み色の境界の動く有様を調べた。以後この方法を境界線追跡法とよぶ。

Ⅱ) 無色粒子中に着色した粒子を少量混入し気泡によって運動する着色粒子の1つ1つの動きを追跡した。以後この方法を単一粒子追跡法とよぶ。

境界線追跡法は1つ1つの粒子の運動が総合されてあらわれる気泡による境界線の移動を追跡するもので気泡によって移動する粒子量を直接求めることができる。もちろんその結果から1つ1つの粒子の運動もある程度類推できる。

単一粒子追跡法は1つ1つの粒子の運動を追跡するもので粒子の動く径路，粒子の速度，流線などを求めることができる。気泡による粒子の移動量はこれらの結果から計算して求めなければならない。

境界線追跡法の結果によって気泡の上流側の粒子の運動は従来使用されている完全流体の式^{1, 6~10)}に近い運動であることがわかったが，下流ではそれと非常に異なっていたので単一粒子追跡法では気泡の下流側の運動に重点を置いて研究した。特にwake内の粒子の運動は後者によって求めた。

これらの実験結果に基づき，wake外の粒子の流れについては，完全流体の式を用いそれに仮想壁 (Imaginary Wall) の考え方を導入した粒子運動に対するモデルをたてて実験結果と比較した。

§ 3 - 1 実験装置，方法，試料

3 - 1. 1 実験装置

実験装置の概要を 図 3 - 1 に示した。流動層本体は透明塩化ビニール樹脂製 (幅 250 mm，奥行 25 mm，高さ 600 mm) あるいはアクリル樹脂製 (幅 250 mm，奥行 10 mm，高さ 800 mm) の2次元流動層である。整流部は 65 ~ 80 # ガラス球を充填した高さ 80 mm の充填層を使用した。気泡吹込み口は外径 10 mm φ の銅パイプで整流部直上の層の中央部にとりつけてある。

単一粒子追跡法の実験ではこのノズルから連続的に気泡を吹込んだ。又壁面

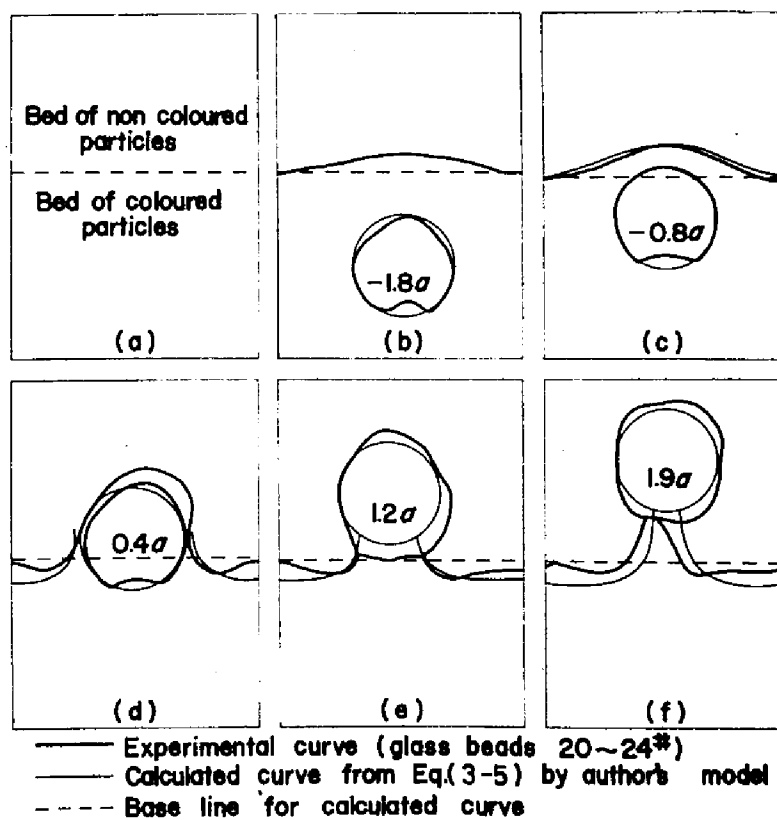


図3-2 気泡通過の際の Q の変化

で静電気が発生し粒子の動きが妨げられるのでガラス板（厚さ 2 mm）を装置の内面に張り静電気を防止した。さらに壁を伝わって粒子が落下し wake 内に粒子が飛び込むのをさけるため装置を約 1° 後傾した。

3-1.2 試料

試料粒子は 16 ~ 24 #, 20 ~ 24 #, 24 ~ 28 #, 80 ~ 100 # ガラス球で、赤色あるいは黒色に着色したものと無色のものを使用した。

3-1.3 実験方法

a) 境界線追跡法

色付粒子を約 18 cm, 無色粒子をその上に約 18 cm 充填し空気により気泡ができない最大の速度で流動化させ（ほぼ最低流動化状態）そこへ単一気泡（半径 2 ~ 6 cm）を空気ピストンで吹き込んだ。そして着色粒子と無着色粒子の境界が気泡によってどのように変化するかを知るため 35 mm カメラと 16 mm シネカメラで追跡した。撮影したフィルムをフィルム解析器により解析した。なお境界線の高さの違う実験も行なった。又 1 回の実験には 3 ~ 4 個の気泡を吹込みそのたびに撮影を行なった。

b) 単一粒子追跡法

少量の黒色に着色された粒子を混入した 24 ~ 28 # のガラス球を充填し流動層を空気で最低流動化状態にし、層底部中央部にとりつけたノズルから連続的に気泡を吹込んだ。そして 16 mm シネカメラ（64 コマ/sec）により粒子の運動を追跡した。静止層高さは 65 cm にとり撮影高さは 50 cm である。連続的に気泡を吹込んでも気泡が会合し頻度がへり層高さ 50 cm 付近ではほぼ単一気泡とみなされる。



(a) Initial boundary line



(b) Drift line by the first bubble
($a = 4.75 \text{ cm}$)



(c) Drift line by the second bubble
($a = 5.15 \text{ cm}$)



(d) Drift line by the third bubble
($a = 5.05 \text{ cm}$)

図3-3 気泡が層を完全に通過した後の drift line (20~24*ガラス球)

§ 3-2 実験結果

3-2.1 気泡通過の際の drift line

境界線追跡法の実験で 1 個目の気泡を吹き込んだ際、気泡が上昇する間の着色粒子と無着色粒子の境界線の変化 (drift line) の 1 例を **図 3-2** の太い実線で示した。図 3-2(a) は気泡が境界線よりずっと下方に吹き込まれた状態で、その時には吹き込まれた気泡の体積分だけ境界線が水平なまま上方へ上昇する。(b) は気泡が近づいてきた状態で、気泡の中心は基線 (点線) より 1.8α 下方にある。(c) は (b) より気泡が 0.92α 上昇した状態、(d) は (c) より 1.0α 、(e) は (d) より 0.84α 、(f) はさらに 0.64α 上昇した状態である。(a) から (c) までは気泡が近づいてきて粒子が気泡によってもち上げられる状態で (d) ~ (f) は気泡の後方を粒子がうずめている状態である。(f) 以後は気泡通過線近傍以外の境界線上の粒子はほとんど動かない。図 3-2 中の数値は気泡中心と基線 (点線) の距離を示す。装置が有限なので基線の位置が気泡上昇とともに刻々変わり、上述の気泡の上昇距離と図中の数値は一致しない。基線は 3-2.3 で示されるように決定される。

このような多くの結果から気泡中心から約 2α 下方の粒子はほとんど動かないことがわかった。このことは **図 3-14** の **坂ら¹¹⁾** の実験結果で気泡中心より約 2α 下方で急激に粒子の動きが鈍ることからも確認される。

3-2.2 気泡通過後の drift line

気泡が完全に層を通過した後の境界線の位置 (drift line) を 35mm カメラ、16mm 映画撮影器で写したがその結果の 1 例を **図 3-3** の (a), (b), (c), (d) に示した。(a) は気泡を吹き込む前の状態、(b), (c), (d) はそれぞれ 1 個目、2 個目、3 個目の気泡が通過した後の drift line である。

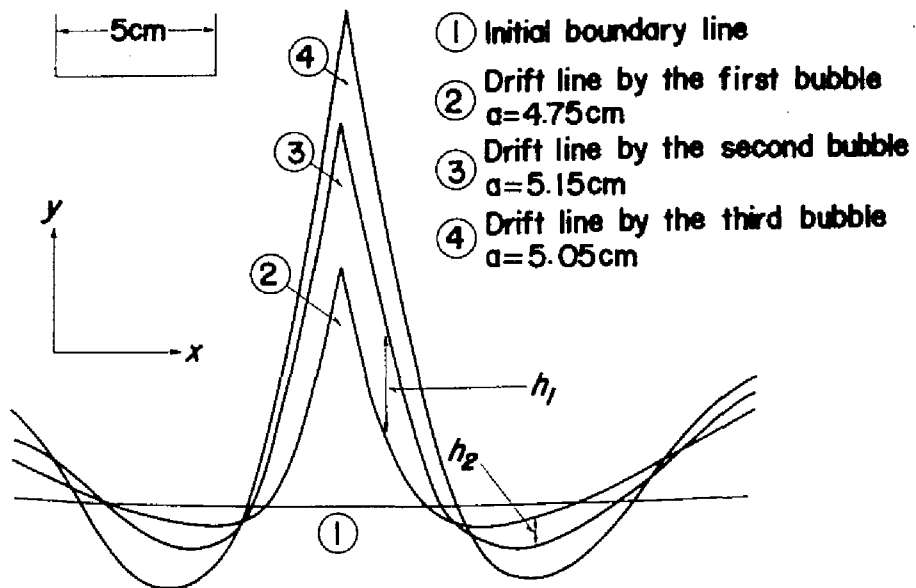


図3-4 気泡が層を完全に通過した後の drift line

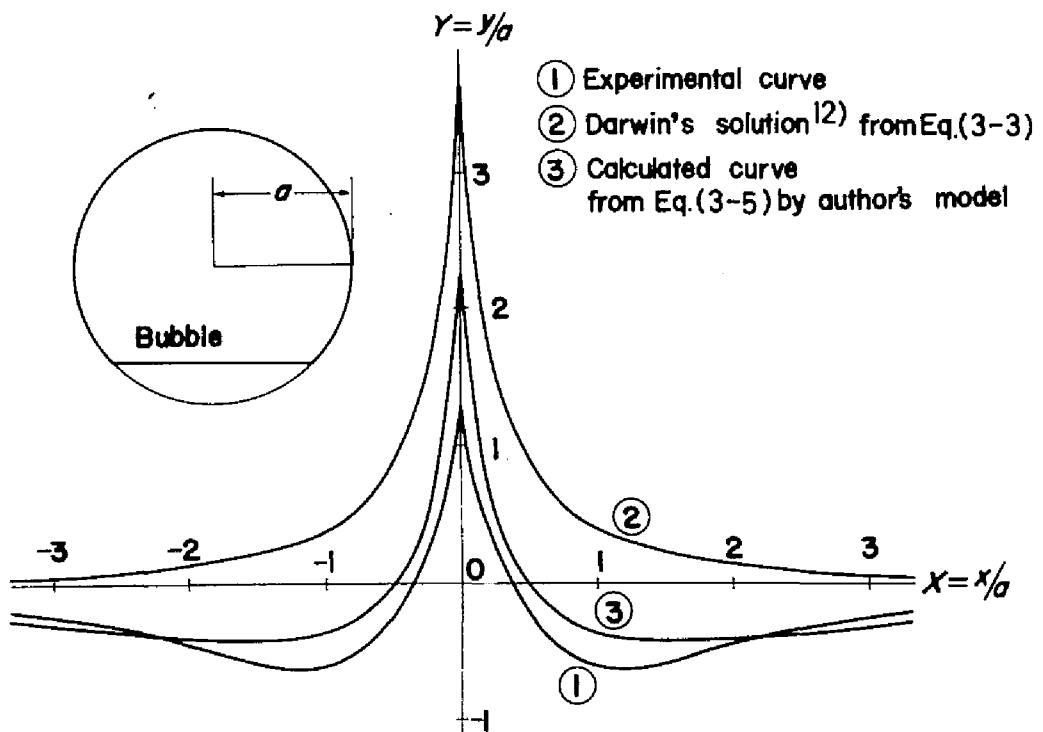


図3-5 気泡が層を完全に通過した後の一般化された drift line

3-2.3 気泡通過後の drift line の一般化

図3-3の結果を一つにまとめると **図3-4** のごとくなる。気泡の進む方向を y 方向、それと直角な方向を x 方向とする。気泡が吹き込まれる前と吹き込まれて完全に層内を通過した後では粒子の x 方向の変位がないと仮定し、1個目の気泡が完全に通過した後の drift line と2個目の気泡による drift line の y 方向の変位 h_1, h_2 などを測定する。そして水平な基準線から h_1 ならば上方へ、 h_2 ならば下方へ点を取りそれらを結ぶとあたかも1個目の気泡が水平な境界線を通過した後の drift line と同等な drift line が得られる。上述の方法で得た多くの結果は気泡半径に対して相似であると考えられたのでこれらの drift line を $x-y$ 座標で表わすかわりに $X = (x/a)$ と $Y = (y/a)$ 座標で表わし無次元化した。いろいろな大きさの気泡に対するこれらの無次元化された drift line はばらつきはあったがほぼ1つの曲線で示すことができた。この1つの曲線は気泡径と気泡吹き込み度数が変わっても変らない一般化された drift line である。また粒子径、境界線の最初の高さが変わっても同一の無次元化された drift line がえられた(80~100#ガラス球のように小粒子では実験が非常にやりにくくばらつきが大きかったが、16~28#の結果と本質的には変らなかった)。ゆえにこの無次元化された drift line は実験を行なったすべての場合に対し一般化されたものである。このような結果が得られたので気泡が通過する前と通過した後に x 方向に粒子の変位がないという最初の仮定はほぼ適當だったといえよう。しかし気泡が上昇する際に速度の変動や気泡の変形が起るので完全にもとの x 方向の位置にもどるとはいいがたい。

一般化された drift line を **図3-5** の①の曲線に示す。図中の水平な基準線は最初の境界線ではなく次のようにして決めた。

実験装置では横に無限の広がりを持たないが、結果をより一般的にするため無限に広い場合を考える。**図3-6** において①の水平線は気泡が通過する前の境界線つまり基線と考え、気泡が完全に通りすぎた後の drift line を②と

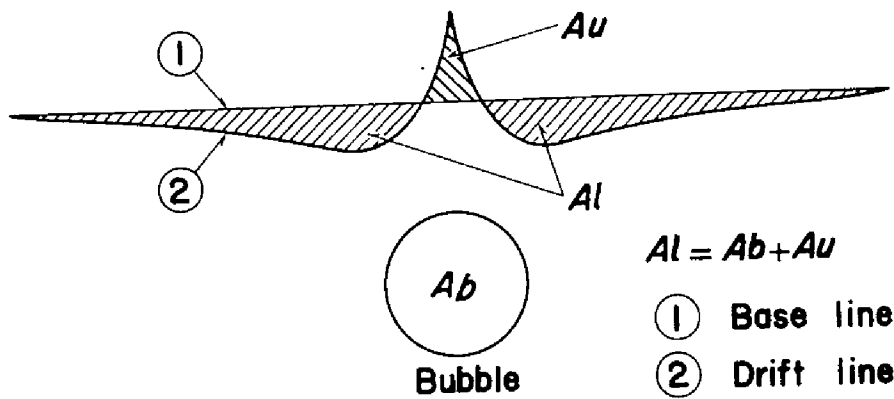


図3-6 無限に大きい振幅で満足しなければならない関係

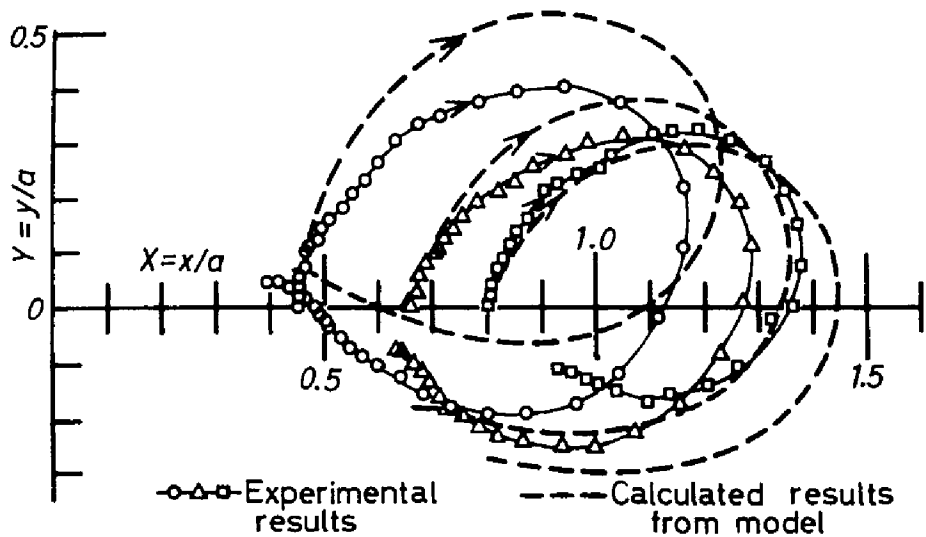


図3-7 本研究のモデルと実験結果からえられた path line の比較

する。③の線より下方へ移動する無着色粒子層の面積 A_l は③より上方へ移動した着色粒子層の面積 A_u と気泡の面積 A_b の和となる。すなわち、 $A_l = A_u + A_b$ 。気泡の wake は気泡に同伴されるので気泡は円柱と考えた。そこで図 3-5 の基線は実験曲線を左右に延長して $A_l = A_u + A_b$ が成立するように定めた。

実験でえた一般化された drift line は $X=0$ ではほぼ $Y=1.3$, $X=0.4$ 付近で $Y=0$, $X=1.2$ 付近で極小値 $Y=-0.61$ を示し $X=6$ 付近ではほぼ基線と一致する。

有限の装置での最初の水平線から上下に移動する粒子量は気泡の大きさと装置の大きさが決まれば求めることができる。すなわち図 3-5 の曲線ともの水平線に対する着色粒子量と無着色粒子量の物質収支を使用すれば求めることができる（壁の影響は無視する）。

3-2.4 path line

単一粒子追跡法による実験で撮影したフィルムをフィルム解析器により 1 つの着色粒子が移動する道すじを 1 コマ 1 コマ追跡した。その例を 図 3-7 の実験点で示した。この図はある水平な位置にあった粒子が気泡が無限遠方からだんだん近づきまた無限遠方へ遠ざかる間に動く径路で path line とよばれる。気泡が近づいてくると粒子はおしのけられるようにななめ上方へ移動し気泡が通過していくとその跡をうずめるようにもどってくる。x 方向の位置ははじめと終りでほぼ同じ位置にもどるが、y 方向の位置は x が小さいときにははじめの位置より上方に移動し、x が大きいとはじめの位置より下方にとどまる。x が無限に大きいと粒子の動きはなくなる。同一の時間における粒子の位置をつらねると前述の気泡通過時の drift line がえられ、最終点をつらねると気泡通過後の drift line がえられるがこの実験では求めなかった。又 x の位置がほぼもとの位置にもどることは気泡通過後の一般化した drift line を求めるときの仮定が妥当であることを示す。

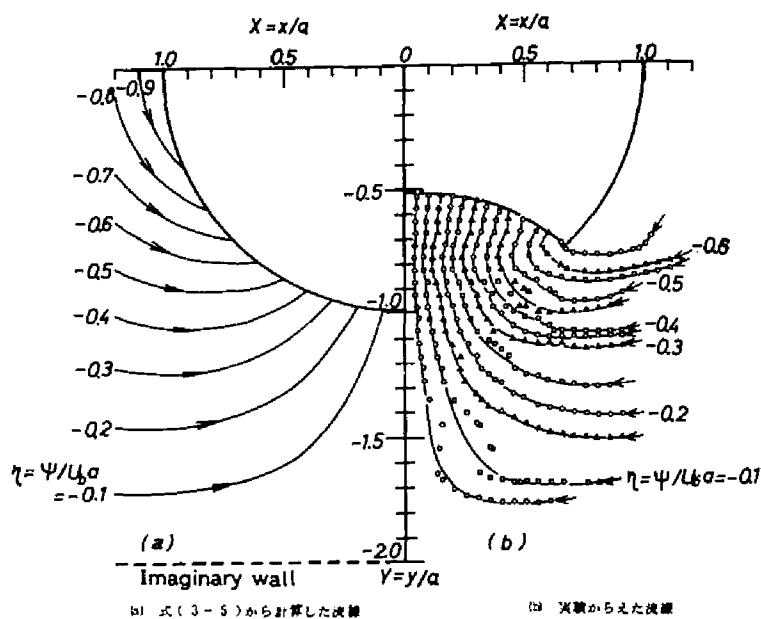


図3-8 粒子の絶対流れの流線

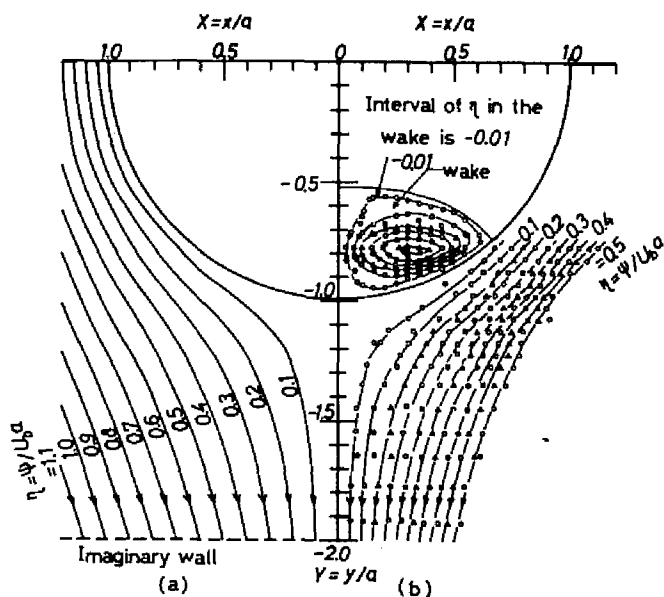


図3-9 粒子の相対流れの流線

3-2.5 気泡の下流における粒子の流線

単一粒子追跡法による実験で16mmフィルムの2つのコマの間での同一粒子の移動距離から粒子のy方向の絶対速度 V_{yabs} , x方向の絶対速度 V_{xabs} , および気泡中心に対する粒子の相対的位置を求めた。一方気泡の速度 U_b も求め、 V_{yabs} から U_b を差し引くことによって気泡に対するy方向の相対速度 V_{yrel} も求めた。x方向の相対速度 V_{xrel} は V_{xabs} に等しい。このようにして気泡の周りの粒子の速度分布がえられる。

y方向の粒子の速度 V_{yabs} および V_{yrel} より次式により粒子の絶対流れの流れ関数 ψ_{abs} および相対流れの流れ関数 ψ_{rel} を求めた。

絶対流れ

$$\Delta\psi_{abs} = -V_{yabs} \Delta x \quad (3-1)$$

相対流れ

$$\Delta\psi_{rel} = -V_{yrel} \Delta x \quad (3-2)$$

$\psi=0$ の位置はいずれの場合もy軸にとった。結果を絶対流れに対し[図3-8](b)に相対流れに対し[図3-9](b)に示した。図はいずれも無次元化された座標に示してあり流れ関数の値も無次元化されたもの η で示した。図において気泡より下部の流線のみをえがいたが本実験の目的をwake および気泡後方で粒子がうずめる流れに重点をおいたからである。

図3-8(b)は絶対流れの結果であるが粒子が気泡の後方でまわりこみ気泡の通った跡を粒子がうずめるようになっているのがわかる。またこれまでたびたび述べたごとく気泡中心より $2a$ 下方で粒子の動きが停止しているのがわかる。

図3-9(b)は相対流れの結果で気泡中心より $2a$ 下方で流線が等間隔となり、その位置で流線の値とxの値が一致しているので絶対的にいえば粒子の流れは停止しているのがわかる。

3-2.6 wake 内の粒子の動き

図3-8(b)のwake部分をみるとy軸近傍で流線が密となり気泡よりも早く

粒子が上方へ動くのがわかる。また x が大きく wake のはしの方では粗となり粒子の速度の方が気泡速度より遅くなっている。この状態は相対流れ (図 3-9(b)) でみればもっとよくわかり wake は気泡に同伴され wake 内で粒子は矢印の方向に動き渦運動をしているのがわかる。しかしながらこの渦は γ の間隔が -0.01 で他に較べ小さいことからわかるように非常に弱いものである。又この wake はいつも定常的なものではなく wake から粒子が出る場合もあり入る場合もあるのが認められた。

なお上に示した結果は 2 次元流動層の壁面に表われている粒子であり壁の影響が入っていることは ~~否~~ めない。

§ 3-3 考 察

3-3.1 粒子運動に対する従来のモデルの検討

気泡による粒子の運動に対して Rowe ら^{6, 8)} Reuter⁹⁾ は円筒あるいは球が完全流体中を動く場合の完全流体の動きに似ていると考えたがその場合の流れ関数 ψ は気泡に対する相対流れを考えると

2 次元の場合

$$\psi_{\text{rel}} = U_b x \left(1 - \frac{a^2}{x^2 + y^2} \right) \quad (3-3)$$

3 次元の場合

$$\psi_{\text{rel}} = \frac{U_b}{2} x^2 \left[1 - \frac{a^3}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \right] \quad (3-4)$$

である。この運動が起った後の drift line は 2 次元の場合 Darwin¹²⁾ が解析的に解いていて図 3-5 の②の曲線で表わせる。これと本研究の①の実験曲線と比較すると全く一致しない。又 Rowe らが示している実験結果の写真^{7, 8)} も②とは異なる。①と②の曲線の差は次のごとくである。

(1) 本研究の結果は $x = 1.2$ 近くに極小値があるが②にはそれがない。

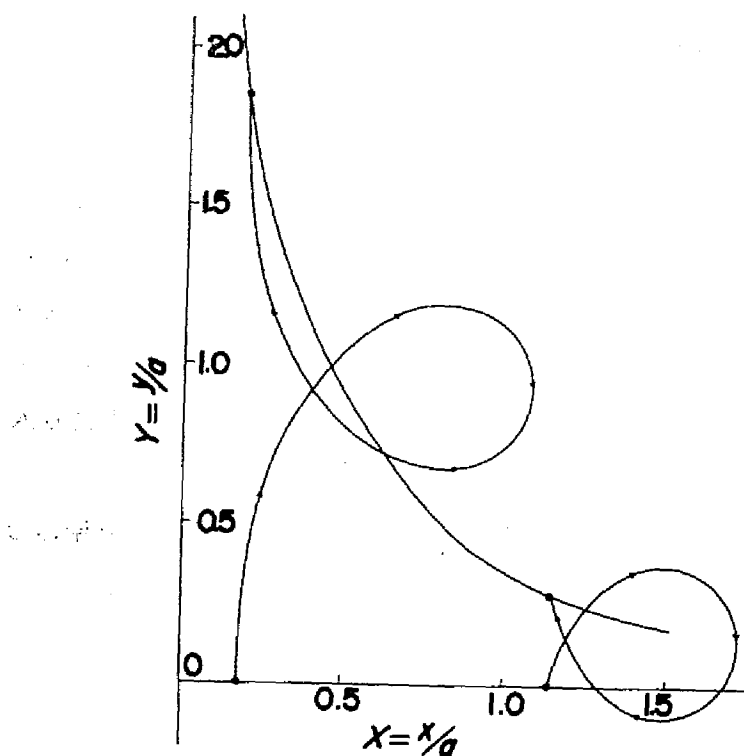
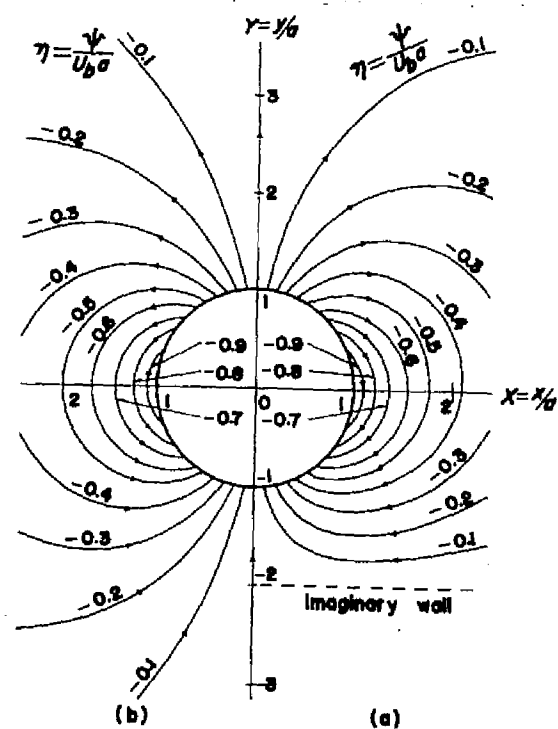


図3-10 式(3-3)から計算した path line (Darwin²⁾)



(b) 式(3-3)から計算した流線

(a) 式(3-5)から計算した流線

(本研究のモデル)

図3-11 粒子の絶対流れの流線

(2)②の曲線は基線の上方のみにあらわれるが①は上方にも下方にもあらわれる。

(3)①の曲線は②よりも drift される量が少ない。

Darwin¹²⁾ はさらに式(3-3)から解析的に path line を求めている。それを図3-10に示す。図3-10と本研究の実験結果の path line 図3-7を比較すると気泡が近づいてくる段階ではあまり差異がないが気泡が離れていく時に図3-7では気泡が通った跡をうずめるような動きとなり非常に異なっている。

図3-11 (b)は式(3-3)に相当する絶対流れの流線を図示したものであるが、これと図3-8(b)の実験結果と比較すると気泡の上流側の流線はあまり変わらないのに対し、下流で大いに異なり特に実験結果では気泡中心より $2a$ 下方で粒子の動きが停止しているのに対し、図3-11(b)ではそれ以下でも粒子の動きが存在している。

したがって実験結果は既往の完全流体中での円柱の運動のモデルでは説明されないので別のモデルを考える必要がある。

3-3.2 粒子の運動に対するモデルと流れ函数 — wake 外の流れ —

既応のモデルは以下の2つに示す点で実験結果と大きな差異がある。すなわち①式(3-3, 4)によると粒子は基線より^上方へのみ移動するが、実験結果は基線より下方への移動がありまた図3-6に示した関係($A_1 = A_u + A_d$)が当然成立しなければならない。②実験結果によると気泡中心より $2a$ 下方の粒子はほとんど動かなかったのに対し式(3-3, 4)ではその面以下でもあまり大きくはないが粒子の動きが存在する。

気泡中心より約 $2a$ 下方の粒子が動かないという実験結果は、あるいは粒子層が降伏値を有する塑性流体的性質をもっていてそのためにあらわれたのかもしれない。しかしながら気泡は固体壁をもたず、また粒子層は最低流動化状態に保たれれば自由に動けるので、在来研究者^{6~9)}と同様に粒子の運動を完

全流体の運動に近似する。

次に気泡が上方へ動くためその後部空間をまわりの粒子がうずめなければならない（図 3-6）ので、その流れを考慮する。そのためには気泡（円筒あるいは球）が壁から遠ざかる流れを考えればよい。この流れは壁の反対側の同じ距離に、反対側に向いて動く仮想の気泡が存在すると考えれば厳密に解くことができる（第 4 章で粒子の流れに対する速度ポテンシャルを求めているがその式で $\theta=180^\circ$, $\lambda=0$, $\lambda'=180^\circ$ とおけば求められる）。本章では気泡と仮想の気泡が十分離れているとして近似解を使用する。その流れ函数 ψ は気泡中心から壁までの距離を y_0 とし、気泡の中心に座標の原点をおき、気泡に対する相対流れを考えると

2次元の場合

$$\psi_{rel} = U_b x \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{a}{2y_0} \right)^2 \right] \left[\frac{a^2}{x^2 + y^2} - \frac{a^2}{(y+2y_0)^2 + x^2} \right] \right\} \quad (3-5)$$

3次元の場合¹³⁾

$$\psi_{rel} = \frac{U_b x^2}{2} \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{a}{2y_0} \right)^3 \right] \left[\frac{a^3}{(x^2 + y^2)^{3/2}} - \frac{a^3}{\{(y+2y_0)^2 + x^2\}^{3/2}} \right] \right\} \quad (3-6)$$

となる。3次元の場合の式(3-6)の導き方は文献¹³⁾にあるので2次元の場合の式(3-5)の導き方を章末の Appendix に示す。

式(3-5, 6)は y_0 が時間とともに変り非定常である。

ここで実験結果が気泡中心から約 $2a$ 下方の粒子が動かなかったこと、さらに図 3-5 の①の曲線をえた際に最初の境界線の高さによって drift line が変らなかったことを考慮して y_0 が一定と考えた。すなわち気泡中心から y_0 下方の仮想の壁が気泡と同一の上昇速度で気泡とともに動くと考えた。このように

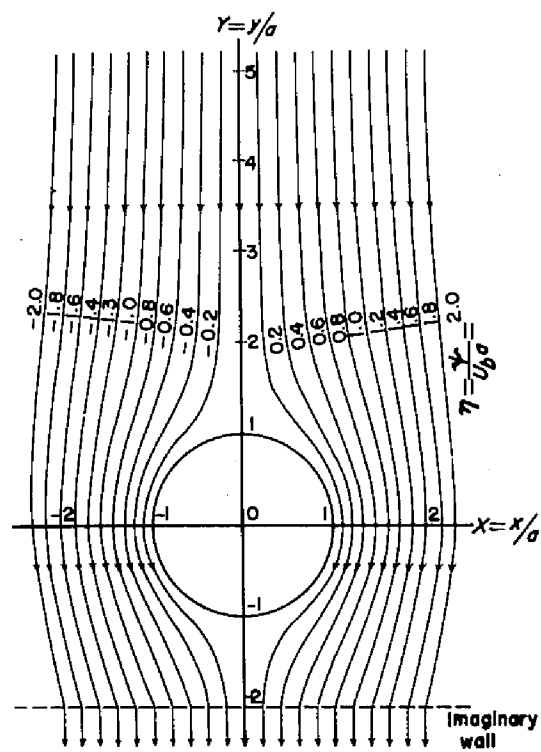


図3-12 式(3-5)から計算した粒子の相対流れの流線

(本研究のモデル)

考えると式(3-5, 6)は定常となる。これらによって気泡の後方にあらわれる降伏値を有する塑性流体的性質を考慮したことになる。以上が粒子の運動に対するモデルである。

気泡中心より $2a$ 下方に粒子の動かない面ができたことより考えて、気泡の上方や横の方にも粒子の動かない部分ができるはずである。しかし本研究の実験結果図3-5の①の曲線によると横方向 $5 \sim 6a$ 近くまで動いている。また気泡の上方では図3-14の鞭ら¹¹⁾の結果からみると横方向よりもさらに遠くまで動いている。これらの粒子の動かなくなる距離は気泡の下方の $2a$ という距離に対して大きいので図3-6の関係を満たすためには下方の動かなくなる面のみを考慮すればよい。なお完全流体の式から試算してみると上方および側方において気泡中心より $6a$ 以上離れると粒子の速度は非常に小さくなる。

式(3-5, 6)から次のことがいえる。

流線の値を等間隔にとると y が $+\infty$ のときは流線は等間隔である。また $y = -y_0$ のときは $y = +\infty$ のときと同一の間隔で等間隔である。これは気泡通過後の drift line を求める際に粒子の x 方向の変位がないとした仮定と一致する。気泡の上流側では式(3-5, 6)は式(3-3, 4)とあまり違わないが、下流では式(3-5, 6)と式(3-3, 4)とは大きく違ってくる。気泡中心より y_0 下方以下の粒子運動は停止する(式(3-5, 6)は $y < -y_0$ では意味がなく、その際には2次元で $\psi = U_b x$ 、3次元で $\psi = U_b x^2/2$ となる)。また図3-6に示した関係が完全に成立することが計算できる。

$y_0 = 2a$ において式(3-5)を図示したのが 図3-12 である。

なお式(3-3, 4)は式(3-5, 6)の y_0 が無限大の場合に相当する。

3-3.3 実験結果とモデルの比較

実験は2次元流動層で行なったので式(3-5)につき $y_0 = 2a$ としたモデルにより計算したいろいろな結果と実験結果を比較した。

a) path line

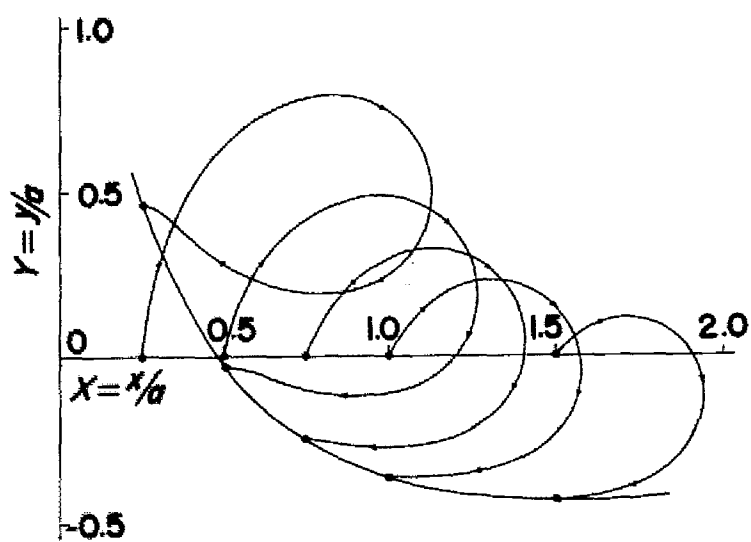


図3-13 式(3-5)から計算した path line (本研究のモデル)

式(3-5)より粒子の x 方向, y 方向の速度を計算できるので,それに基づいて最初気泡より十分上方にあった水平線上のいろいろな位置にある粒子の動く径路,いわゆる path line を数値解として求めた(KDCI, KDCII)。それを図3-13に示す。気泡の最初の位置は水平線より $8a$ 下方にとった。図3-7の点線も同様にして求めた path line で実験結果と対応するものについて計算した。実験結果と比較するとどちらも気泡が通過した後に気泡の通った跡をうずめる流れがはっきりとあらわれており定性的にはよく一致しているといえる。しかし実験結果の方が少々動きが少ない。

b) 気泡通過時の drift line

図3-13の path line より同一の時間における各粒子の位置を結んで気泡通過時の drift line をえた。それを図3-2の細い実線で示した。実験結果と比較し傾向的にはよい一致があるといえる。図中の水平な点線は粒子の色の最初の境界線の位置を示しているのではなく3-2.3で述べた基線である。装置が無限に広がらないので基線はだんだん下る。図中の数値は気泡の中心とこの基線との距離を示している。

c) 気泡通過後の drift line

気泡が完全に通過した後の drift line は path line の最後の位置を結べばえられる。それを図3-5の③の曲線に示した。これを実験曲線①,式(3-3)による曲線②と比較すると,①と②が曲線の形, drift される量が大きくかけはなれているのにたいし,①と③は極小値が存在する点や,量的関係もずっと近くなっているといえる。

d) 粒子の流線 (wake 外の流れ)

図3-8, 9の(a)は式(3-5)から求めたモデルの流線である。

図3-8は絶対流れの流線で,モデルは η を0.1間隔,実験結果は η を0.05間隔にとってある。wake 外の流れはモデルと実験結果がわりあいよくあっているといえる。とくに粒子が気泡の後方でまわりこむようになっていることおよび気泡中心より $2a$ 下方では粒子が動いていない点よく一致している。図3



図3-14 粒子の絶対流れの流線

（65~80 μ 砂）の結果（65~80 μ 砂）

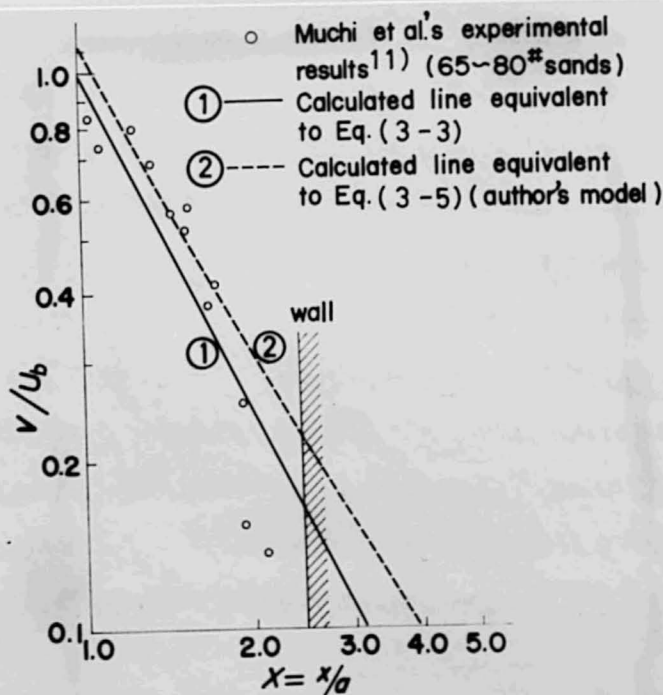


図3-15 $y=0$ におけるいろいろな x に対する粒子の絶対速度

- 1 1(a)には気泡の上流側のモデルの流線も示した。

図3-9は相対流れの流線でモデルは η を-0.1間隔、実験結果はwake外で-0.05間隔にとってある。気泡中心より $2a$ 下方で流線が等間隔になっていることがわかる。

3-3.4 他の実験者の実験結果との比較

図3-14は鞭ら¹¹⁾の実験結果の写真であり流線が写っている。気泡の上流の流線は図3-11(a), (b)と比較して3者ともあまり変りはない。下流での流線は鞭らの結果、本研究の結果(図3-8(b))および本研究のモデル(図3-8(a), 図3-11(a))がよく似ており図3-11(b)は似ていない。

図3-15は気泡頂点より 90° のところ($y=0$)で x のいろいろな点の絶対速度を示したものである。①の直線は式(3-3)に相当し、②の曲線は式(3-5)による結果で、実験点は鞭ら¹¹⁾の結果である。壁近くをのぞくと②は鞭らの結果とよくあう。

Roweら⁸⁾は3次元流動層での気泡通過後のdrift lineを実験により求めているが、それを図3-16に示す。図3-17 ①は3次元の場合の式(3-4)から計算したdrift line、②は3次元の場合の本研究のモデル式(3-6)で2次元と同様 $y_0=2a$ とおいて計算したdrift lineである。これらは $z=0$ における断面図を示したもので実際にはY軸を軸に回転したものである。この場合にも本研究のモデルはRoweらの結果によくあっている。数値的にはRoweらの結果は気泡径が約5cmとされているが、5.6cmとして比較してみると非常によく一致した。

本研究の実験結果でwakeにより粒子が同伴されwake内では弱い渦運動をしており、又時おりwakeと連続相で粒子の出入があることがわかったが、Roweら⁷⁾もwake内で粒子は循環し、又時々粒子の入れかえが起っていると述べている。図3-16の上方の着色粒子はwakeによって同伴された粒子で、その下に細いすじのように出ている着色粒子はwakeから出た粒子である。

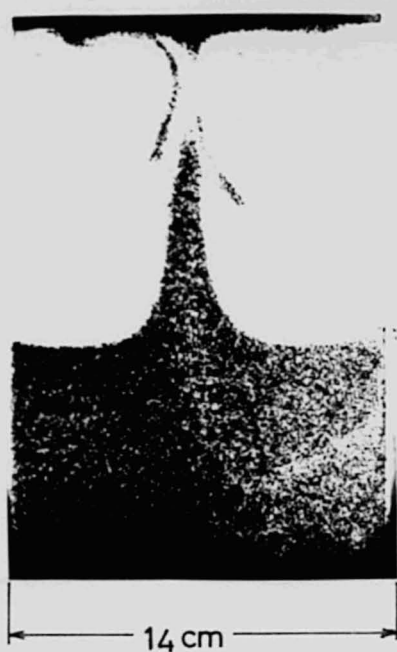


図3-16 気泡が3次元流動層を完全に通過した後のdrift line

(Roweら*) 460 μ ballottini)

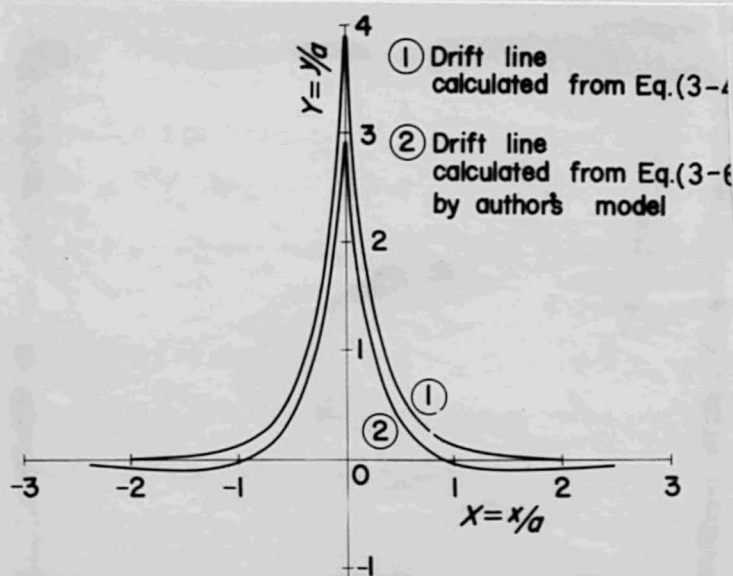


図3-17 気泡が3次元流動層を完全に通過した後のdrift line

結 論

2次元流動層における気泡による粒子の運動を調べ、気泡通過後の drift line として図3-5の④の曲線を得た。又気泡中心より $2a$ 下方の粒子は動きがとまり、粒子層に降伏値を有する塑性流体的性質があるのがわかった。しかし塑性流体として粒子の運動を解くのは困難なので、粒子層を完全流体と近似し、気泡下方気泡半径の2倍のところに仮想の壁 (Imaginary Wall) があってそれが気泡と同一速度で上昇するモデルをたてた。このモデルにより実験結果をかなりよく説明することができた。

またこのモデルは Rowe らの実験結果⁹⁾と比較した結果3次元の場合にも適用できるものと思われる。

wake は気泡によって同伴され、wake 内では粒子はゆるやかな渦運動をしているのがわかった。wake 内の粒子の運動は wake が cloud に含まれるか否かあるいは気泡と連続相のガス交換等に大きな影響をおよぼすものと思われる重要な問題である。

[附記]

本章の主な内容はすでに文献^{14~16)}に発表した。

Appendix

図3-18に示したように壁から $c/2$ の所に気泡があり U_b の速度で壁から遠ざかる場合を考える。鏡像の理によって、壁と反対側にも同じ気泡があり U_b の速度で反対側にはなれていく場合を考えればよい。

絶対流れを考える。任意の点 P における速度ポテンシャルを ϕ とすると次の方法で ϕ が求まりその ϕ から流れ関数 ψ_{abs} を求める。

速度ポテンシャル ϕ を次式のように2つに分解する。

$$\phi = U_b \cdot \phi_1 + U_b \cdot \phi_2 \quad (3-7)$$

ϕ_1, ϕ_2 はそれぞれ A の気泡によるもの、B の気泡によるものと考えればよい。そして次の境界条件を満たすものである。

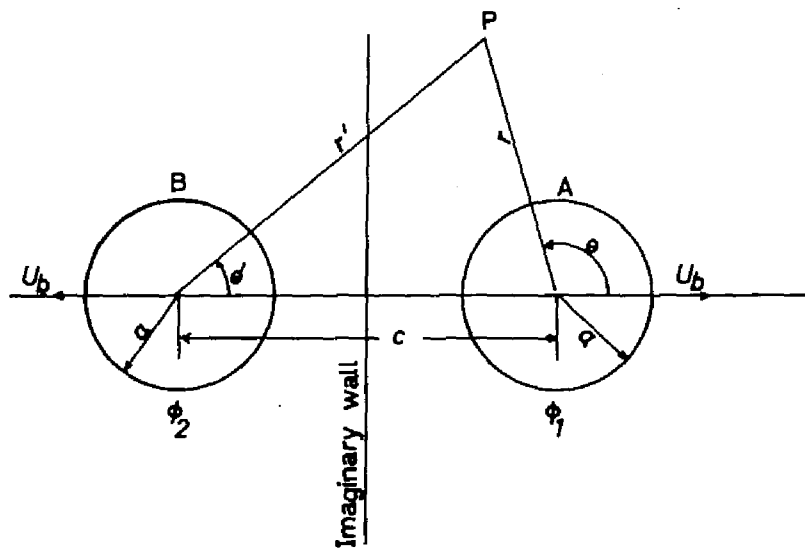


図3-18 式(3-5)を得るための座標

気泡表面では粒子は気泡と同一の方向に気泡の速度と等しい速度で動く（もしそうでなければ気泡内に粒子が飛び込みもはや気泡の表面ではなくなる）ので、 ϕ_1, ϕ_2 に関し次の境界条件が成立しなければならない。

境界条件

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial r}\right)_{r=a} = \cos \theta \quad (3-8)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial r'}\right)_{r'=a} = 0 \quad (3-9)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_2}{\partial r}\right)_{r=a} = 0 \quad (3-10)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_2}{\partial r'}\right)_{r'=a} = \cos \theta' \quad (3-11)$$

もしBの気泡がない場合を考えれば ϕ_1 は次式となる。

$$\phi_1 = -\frac{a^2 \cos \theta}{r} \quad (3-12)$$

式(3-12)がBの気泡の近くで与える流れを考える。

$$r^2 = r'^2 + c^2 - 2r'c \cos \theta' \quad (3-13)$$

なる関係があるがBの近くであるから $r' < c$ である。故に

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{c} + \frac{r'}{c^2} \cos \theta' + \dots \quad (3-14)$$

又次の関係

$$c = r' \cos \theta' - r \cos \theta \quad (3-15)$$

があるから

$$\cos \theta = \frac{r' \cos \theta' - c}{r} \quad (3-16)$$

となる。式(3-14, 16)で式(3-12)を変形すると

$$\begin{aligned}
\phi_1 &= -\frac{a^2 \cos \theta}{r} = -\frac{a^2 (r' \cos \theta' - c)}{r^2} \\
&= -a^2 (r' \cos \theta' - c) \left(\frac{1}{c} + \frac{r'}{c^2} \cos \theta' + \dots \right)^2 \\
&= -a^2 \left(-\frac{1}{c} - \frac{r' \cos \theta'}{c^2} + \frac{r'^2 \cos^2 \theta'}{c^3} + \dots \right)
\end{aligned}$$

第3項以下は $r' < c$ なので無視すると

$$\phi_1 = -\frac{a^2 \cos \theta}{r} = a^2 \left(\frac{1}{c} + \frac{r' \cos \theta'}{c^2} \right) \quad (3-17)$$

となる。式 (3-17) が B の気泡の表面に与える normal velocity は

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial r'} \right)_{r'=a} = \frac{a^2}{c^2} \cos \theta' \quad (3-18)$$

となる。これは境界条件式 (3-9) を満足しない。式 (3-9) を満足するように逆向の流れを加える。

それには $\frac{a^4}{c^2} \cdot \frac{\cos \theta'}{r'}$ を加えればよい。

$$\phi_1 = -\frac{a^2 \cos \theta}{r} + \frac{a^4}{c^2} \frac{\cos \theta'}{r'} \quad (3-19)$$

B の表面における normal velocity を求めると

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial r'} \right)_{r'=a} = \frac{a^2 \cos \theta'}{c^2} - \left(\frac{a^4 \cos \theta'}{c^2 r'^2} \right)_{r'=a} = 0 \quad (3-20)$$

となり境界条件 式 (3-9) を満足する。式 (3-19) で逆向の流れを加えたことにより B の表面での境界条件は満足されたが A の表面での境界条件 式 (3-8) が満足されなくなる。しかし、その満足されない割合は小さいので、 ϕ_1 に対する近似式として式 (3-19) で充分である。

全く同様にして ϕ_2 が次式で得られる。

$$\phi_2 = \frac{a^2 \cos \theta'}{r'} - \frac{a^4 \cos \theta}{c^2 r} \quad (3-21)$$

従って速度ポテンシャル ϕ は次の様になる

$$\begin{aligned} \phi &= U_b \phi_1 + U_b \phi_2 \\ &= -a^3 U_b \left(1 + \frac{a^2}{c^2}\right) \left(\frac{\cos \theta}{r} - \frac{\cos \theta'}{r'}\right) \end{aligned} \quad (3-22)$$

式 (3-22) から流れ函数 ψ を求めると次式となる。

$$\psi_{abs} = -a^2 U_b \left(1 + \frac{a^2}{c^2}\right) \left(\frac{\sin \theta}{r} - \frac{\sin \theta'}{r'}\right) \quad (3-23)$$

$c = 2\gamma_0$ とおき, x, y 座標になおし, 又相対流れにするため $U_b x$ を加えると式 (3-5) が得られる。式 (3-6) も全く同様な方法で求めることができる。

第3章の使用記号

A_b : 気泡の面積 (wake を含む)	[cm^2]
A_l : 基線より下方に移動した無着色粒子層の面積	[cm^2]
A_u : 基線より上方に移動した着色粒子層の面積	[cm^2]
a : 気泡の半径	[cm]
h : y 方向への粒子の変位	[cm]
r, r' : 極座標	[cm]
U_b : 気泡の速度	[cm/sec]
V : 粒子速度	[cm/sec]
V_{xabs} : x 方向の粒子の絶対速度	[cm/sec]
V_{xrel} : x 方向の粒子の相対速度	[cm/sec]
V_{yabs} : y 方向の粒子の絶対速度	[cm/sec]

V_{yrel} :	y 方向の粒子の相対速度	$[cm/sec]$
X :	x/a	$[-]$
x :	気泡の進む方向と直角方向	$[cm]$
Y :	y/a	$[-]$
y :	気泡の進行方向	$[cm]$
y_0 :	$= 2a$, 仮定の壁の気泡中心からの距離	$[cm]$
η :	$\psi/U_b a$ 無次元の流れ函数 (2次元)	$[-]$
ψ	流れ函数 2次元	$[cm^2/sec]$
	3次元	$[cm^3/sec]$
ψ_{abs}, ψ_{rel} :	絶対および相対流れ函数 2次元	$[cm^2/sec]$
	3次元	$[cm^3/sec]$
ϕ :	速度ポテンシャル (2次元)	$[cm^2/sec]$

第3章引用文献

- 1) Davidson, J.F. : Trans. Instn. Chem. Engrs, Lond., 39, 230 (1961)
- 2) 宮内照勝: 化工第30年会 P.447 大阪 4月 (1965)
- 3) 早川豊彦, 渡辺静男, 杉本和義, 藤田重文: 第3回総合シンポジウム, P.57, 名古屋 11月 (1964)
- 4) May, W.G. : Chem. Eng. Progr., 55, 49 (1959)
- 5) Zenz, F.A. and Othmer, D.F. : 'Fluidization and Fluid-Particles Systems' Reinhold Pub. Corp. (1960)
- 6) Rowe, P.N. : Chem. Eng. Progr. Symposium Series, 58, 42 (1962)
- 7) Rowe, P. and Partridge, B.A. : Symposium on the Interaction between Fluids and Particles, Lond., Instn. Chem. Engrs., P.135 (1962)

- 8) Rowe, P.N., Partridge, B.A., Cheney, A.G., Henwood, G.A.
and Lyall, E. : Trans. Instn. Chem. Engrs., 43, 271
(1965)
- 9) Reuter, H. : Chem.-Ing.-Tech., 35, 219 (1963)
- 10) Jackson, R. : Trans. Instn. Chem. Engrs. Lond., 41, 22
(1963)
- 11) 鞭巖, 森滋勝, 志知龍一 : 第4回総合シンポジウム, P.31, 東京
11月 (1965)
- 12) Darwin, C. : Proc. Camb. Phil. Soc., 49, 342 (1953)
- 13) Milne-Thomson, L.M. : "Theoretical Hydrodynamics",
4th edition London, Macmillan
- 14) 桐栄良三, 松野隆一, 長井良昭 : 化学工学, 31, 457 (1967)
- 15) 桐栄良三, 松野隆一, 長井良昭 : Memoirs of Fac. of Eng.,
Kyoto Univ., 28, 428 (1966)
- 16) 桐栄良三, 松野隆一, 手島俊彦 : 化学工学, 31, 4612 (1967)

第4章 気泡の会合

緒言

流動層における諸現象を明らかにするため本研究はもちろんこれまで引用した多数の文献において単一気泡の研究報告がなされている。そしてそれらの結果はすでに2相説にとり入れられ、かなりの成果があがっている。しかし流動層は多数の気泡が層底で発生し、それが会合したり分裂したりしながらだんだん大きくなっていく状態なので気泡は互に干渉しあい粒子の流れにおいてもガスの流れにおいてもその影響を受けていることが考えられる。

すでに第1章で述べたように連続的に発生している気泡の上昇速度は層内で個々の気泡の速度を測定してみると単一気泡の速度にくらべ一般に大きく、またばらつきも非常に大きい。また鞭ら¹⁾によって会合する際のガスの流れは単一気泡の場合のそれにくらべ大きくその様子が変わることが指摘されている。

それゆえ単一気泡に関して得られた知見を連続的に発生する気泡の場合に拡張していくことが肝心である。

本章ではこの手がかりを得るためもっとも簡単な2つの気泡が2次元流動層内に存在する時の会合の問題を研究した。ついでその結果をもとにして単一ノズルから連続発生する際の層高による気泡径・気泡頻度の変化を計算し実験結果と比較した。

2つの気泡の会合の研究に関してはHarrisonら²⁾が行なっているがそれによると2つの気泡が垂直に並んだ場合、下の気泡が上の気泡のwake内にはいると加速され会合すると述べている。しかし、本研究の結果によればwakeに入っていなくてもある距離内に2つの気泡があれば下の気泡は上の気泡に影響され加速され、wakeに達しさらに加速され会合する。

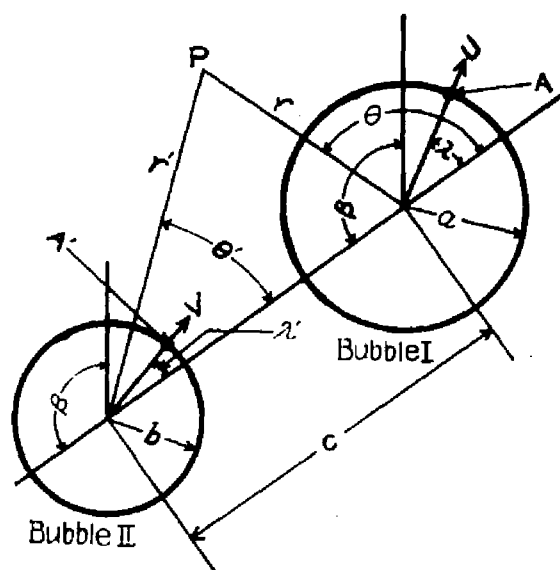


図 4 - 1 2つの気泡の相対位置

§ 4-1 気泡会合のモデル

2つの気泡が2次元流動層内に存在するとき，1つの気泡が他の気泡のwakeに到達するまでの過程を示すモデルをたてた。これはJacksonの単一気泡の理論³⁾を拡張したものである。

まず以下の仮定をおく。

①気泡による粒子の運動は円柱が完全流体中を動く場合の完全流体の運動におきかえられるものとする。(第3章で塑性流体的性質を考慮したモデルをたてたので，それを2つの気泡が存在する場合に拡張して使用すべきであるが，非常に複雑になるので簡単のため完全流体の式そのままを使用する。)

②圧力分布をJacksonのたてた流動層に関する運動方程式³⁾に①の仮定から得られる粒子の速度を代入して求める。2つの気泡の表面でそれぞれ圧力が一定とならねばならないが上の計算から求める圧力分布は気泡全表面で圧力一定にすることができないのでそれぞれの気泡が動く方向の気泡表面上の点近傍でのみ圧力一定と近似する。

③気泡の周りの空間率は最低流動化時の空間率に等しくすべて一定と仮定する。

③の仮定における粒子の運動は図4-1に示すように気泡Ⅰ(速度 U ，半径 a ，気泡の進む方向 λ)と気泡Ⅱ(V, b, λ')が中心間距離 c で，中心を結ぶ線が垂直方向に対して θ の角をして並んで動く際，任意の点の座標を P にとると，気泡Ⅰに対する粒子の相対流れの速度ポテンシャル ϕ_1 は文献⁴⁾を参照して次のように得ることができた(Appendix 1)

$$\begin{aligned}\phi_1 &= U \cdot f \cos(\theta - \lambda) \\ &+ U \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_n [f_n \cos \lambda + r \cos(\theta - (-1)^n \lambda)]}{r^2 + f_n^2 + 2 f_n r \cos \theta} \\ &+ V \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_{n'} (c - f_{n'}) \cos \lambda' + r \cos(\theta - (-1)^n \lambda')}{r^2 + (c - f_{n'})^2 + 2 (c - f_{n'}) r \cos \theta}\end{aligned}$$

(4-1)

気泡Ⅱに対する相対流れのポテンシャル ϕ_2 は

$$\begin{aligned}\phi_2 = & V r' \cos (\theta' - \lambda') \\ & + V \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_n' [r' \cos (\theta' - (-1)^n \lambda') - f_n' \cos \lambda']}{r'^2 + f_n'^2 - 2 r' f_n' \cos \theta'} \\ & + U \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_n [r' \cos (\theta' - (-1)^n \lambda) - (c - f_n) \cos \lambda]}{r'^2 + (c - f_n)^2 - 2 (c - f_n) r' \cos \theta'}\end{aligned}\quad (4-2)$$

ここで

$$\begin{aligned}\mu_0 &= a^2, \quad \mu_1 = \frac{-b^2 \mu_0}{(c - f_0)^2}, \quad \mu_2 = \frac{-a^2 \mu_1}{f_1^2}, \quad \dots\dots\dots \\ f_0 &= 0, \quad f_1 = c - \frac{b^2}{c - f_0}, \quad f_2 = \frac{a^2}{f_1}, \quad \dots\dots\dots \\ \mu_0' &= b^2, \quad \mu_1' = \frac{-a^2 \mu_0'}{(c - f_0')^2}, \quad \mu_2' = \frac{-b^2 \mu_1'}{f_1'^2}, \quad \dots\dots\dots \\ f_0' &= 0, \quad f_1' = c - \frac{a^2}{c - f_0'}, \quad f_2' = \frac{b^2}{f_1'}, \quad \dots\dots\dots\end{aligned}$$

である。

これらより任意の点の粒子の速度が求まる。

つぎに Jackson³⁾ の運動方程式は空間率を一定と仮定すると式 (4-3) で示される。

$$\rho_c \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{v} \right\} + \frac{1}{2} \rho_c g + \text{grad } p = 0 \quad (4-3)$$

気泡表面上で気泡が動く方向の点とは図 4-1 で A 点 ($r=a$, $\theta=\lambda$) と A' 点 ($r'=b$, $\theta'=\lambda'$) である。②の仮定にしたがって気泡表面上これらの

点の近傍のみ圧力 $p(\theta) |_{r=a}$ を A 点近傍で Taylor 展開すると，

$$p(\theta) |_{r=a} = p(\lambda) |_{r=a} + \frac{(\theta - \lambda)}{1!} \cdot p'(\lambda) |_{r=a} + \frac{(\theta - \lambda)^2}{2!} p''(\lambda) |_{r=a} + \dots \quad (4-4)$$

ここで

$$p'(\theta) |_{r=a} = \frac{\partial p}{\partial \theta} |_{r=a}, \quad p''(\theta) |_{r=a} = \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} |_{r=a}$$

である。

式 (4-4) より A 点近傍で圧力一定となるためには第 3 項まで考えて

$$p'(\lambda) |_{r=a} = 0 \quad (4-5)$$

$$p''(\lambda) |_{r=a} = 0 \quad (4-6)$$

であればよい。 $p(\theta') |_{r'=b'}$ についても全く同様のので，

$$p'(\lambda') |_{r'=b} = 0 \quad (4-7)$$

$$p''(\lambda') |_{r'=b} = 0 \quad (4-8)$$

圧力の θ , θ' に関する 1 階微分，2 階微分は式 (4-1, 2, 3) から得られる。

なお β の値は式 (4-3) の重力項に入ってくる。

これらより 4 つの未知数 dU/dt , dV/dt (あるいは U, V) , λ, λ' に対し式 (4-5, 6, 7, 8) の 4 つの式があり未知数が決定される。

4-1.1 単一気泡の上昇速度

気泡半径を a とすると 2 次元流動層における単一気泡の上昇速度は上述のモデルより，

$$U = \frac{1}{2} \sqrt{ga} \quad (4-9)$$

となる。

4-1.2 2つの気泡が垂直方向に並んだ場合

a) 定常状態を仮定した解

2つの気泡が会合するときは気泡間隔も速度も変化し非定常であるが、ある瞬間は瞬時定常であると考え、式(4-3)で $\partial \mathbf{v} / \partial t = 0$ となり比較的簡単に解が求められる。解は $\lambda = \lambda' = 0$ となり気泡速度は式(4-9)を用いて無次元化し $U' = U / (1/2) \sqrt{ga}$, $V' = V / (1/2) \sqrt{ga}$ とすると次のようになる。

$$U' \left\{ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left[\frac{1}{(a+f_n)^2} - \frac{2f_n}{(a+f_n)^3} \right] \right\} \\ + V' \sum_{n=0}^{\infty} \mu_{n'} \left[\frac{1}{(a+c-f_{n'})^2} - \frac{2(c-f_{n'})}{(a+c-f_{n'})^3} \right] = 2 \quad (4-10)$$

$$V' \left\{ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \mu_{n'} \left[\frac{1}{(b-f_{n'})^2} + \frac{2f_{n'}}{(b-f_{n'})^3} \right] \right\} \\ + U' \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left[\frac{1}{(b-c+f_n)^2} + \frac{2(c-f_n)}{(b-c+f_n)^3} \right] \\ = 2 \sqrt{\frac{b}{a}} \quad (4-11)$$

この式によると c の値が変わると U , V の値も変り非定常なので $\partial \mathbf{v} / \partial t = 0$ とおいたことと矛盾するが次に述べる非定常解と気泡が影響しあう最初の段階以外はほとんど一致してしまうので比較的簡単なこの解のほうが便利である。

b) 非定常解

式(4-3)で $\partial \mathbf{v} / \partial t \neq 0$ とし、 U , V , c などが時間の函数であることを考慮すれば非定常解が求められ、加速度が得られる。解は次式に示すごと

く非常に複雑になる。

$$\frac{dU'}{dT^*} = \frac{2}{(\cancel{A_1 - A_2} - B_1 \cdot B_2)} \left\{ \begin{aligned} & (V' A_2 + U' B_2)^2 \frac{a}{b} B_1 \\ & - (U' A_1 + V' B_1)^2 \frac{a}{c} (U' - V') U' [B_1 (E_2 + G_2) - \cancel{A_2} (C_1 - F_1)] \\ & + \frac{a}{c} (U' - V') V' [B_1 (C_2 + F_2) - \cancel{A_2} (E_1 - G_1)] + (\cancel{A_2} - B_1) \end{aligned} \right\} \quad (4-12)$$

$$\frac{dV'}{dT} = \frac{2}{(\cancel{A_1 - A_2} - B_1 \cdot B_2)} \left\{ \begin{aligned} & B_2 (U' A_1 + V' B_1)^2 \\ & - \frac{a}{b} \cancel{A_1} (V' A_2 + U' B_2)^2 + \frac{a}{c} (U' - V') V' [B_2 (E_1 - G_1) - \cancel{A_1} (C_2 + F_2)] \\ & + \frac{a}{c} (U' - V') U' [B_2 (C_1 - F_1) - \cancel{A_1} (E_2 + G_2)] + (\cancel{A_1} - B_2) \end{aligned} \right\} \quad (4-13)$$

ここで $T^* = t \cdot \frac{1}{2} \sqrt{ga} / a$

$$A_1 = \frac{1}{2} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_n}{2} \left\{ \frac{1}{(a + f_n)^2} - \frac{2f_n}{(a + f_n)^3} \right\}$$

$$A_2 = \frac{1}{2} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu'_n}{2} \left\{ \frac{1}{(b - f_n)^2} + \frac{2f'_n}{(b - f_n)^3} \right\}$$

$$B_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu'_n}{2} \left\{ \frac{1}{(c - f'_n + a)^2} - \frac{2(c - f'_n)}{(c - f'_n + a)^3} \right\}$$

$$B_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_n}{2} \left\{ \frac{1}{(b - c + f_n)^2} + \frac{2(c - f_n)}{(b - c + f_n)^3} \right\}$$

$$C_1 = c_{n \parallel 0} \sum_0^8 \frac{\partial \mu_n}{\partial c} \cdot \frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{(a+f_n)^2} - \frac{2f_n}{(a+f_n)^3} \right\}$$

$$C_2 = c_{n \parallel 0} \sum_0^8 \frac{\partial \mu_{n'}}{\partial c} \cdot \frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{(b-f_{n'})^2} + \frac{2f_{n'}}{(b-f_{n'})^3} \right\}$$

$$E_1 = c_{n \parallel 0} \sum_0^8 \frac{\partial \mu_{n'}}{\partial c} \cdot \frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{(c-f_{n'}+a)^2} - \frac{2(c-f_{n'})}{(c-f_{n'}+a)^3} \right\}$$

$$E_2 = c_{n \parallel 0} \sum_0^8 \frac{\partial \mu_n}{\partial c} \cdot \frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{(b-c+f_n)^2} + \frac{2(c-f_n)}{(b-c+f_n)^3} \right\}$$

$$F_1 = c_{n \parallel 0} \sum_0^8 \frac{\mu_n}{2} \frac{\partial f_n}{\partial c} \left\{ \frac{2a-f_n}{(a+f_n)^4} \right\}$$

$$F_2 = c_{n \parallel 0} \sum_0^8 \frac{\mu_{n'}}{2} \frac{\partial f_{n'}}{\partial c} \left\{ \frac{2b+f_{n'}}{(b-f_{n'})^4} \right\}$$

$$G_1 = c_{n \parallel 0} \sum_0^8 \frac{\mu_{n'}}{2} \left(1 - \frac{\partial f_{n'}}{\partial c} \right) \left\{ \frac{2a-c+f_{n'}}{(c-f_{n'}+a)^4} \right\}$$

$$G_2 = c_{n \parallel 0} \sum_0^8 \frac{\mu_n}{2} \left(1 - \frac{\partial f_n}{\partial c} \right) \left\{ \frac{2b+c-f_n}{(b-c+f_n)^4} \right\}$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial c} = 0, \quad \frac{\partial f_1}{\partial c} = 1 + \frac{b^2}{(c-f_0)^2} \left(1 - \frac{\partial f_0}{\partial c} \right), \quad \frac{\partial f_2}{\partial c} = -\frac{a^2}{f_1^2} \frac{\partial f_1}{\partial c},$$

$$\frac{\partial f_3}{\partial c} = 1 + \frac{b^2}{(c-f_2)} \left(1 - \frac{\partial f_2}{\partial c} \right), \quad \dots\dots\dots$$

$$\frac{\partial \mu_0}{\partial c} = 0, \quad \frac{\partial \mu_1}{\partial c} = -\frac{\partial \mu_0}{\partial c} \cdot \frac{b^2}{(c-f_0)^2} + 2\mu_0 \frac{b^2}{(c-f_0)^3} \left(1 - \frac{\partial f_0}{\partial c} \right)$$

$$\frac{\partial \mu_2}{\partial c} = - \frac{\partial \mu_1}{\partial c} \cdot \frac{a^2}{f_1'^2} + 2 \mu_1 \frac{a^2}{f_1'^3} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial c},$$

$$\frac{\partial \mu_3}{\partial c} = - \frac{\partial \mu_2}{\partial c} \cdot \frac{b^2}{(c-f_2)^2} + 2 \mu_2 \frac{b^2}{(c-f_2)^3} \cdot \left(1 - \frac{\partial f_2}{\partial c}\right), \quad \text{-----}$$

$$\frac{\partial f_0'}{\partial c} = 0, \quad \frac{\partial f_1'}{\partial c} = 1 + \frac{a^2}{(c-f_0')^2} \cdot \left(1 - \frac{\partial f_0'}{\partial c}\right),$$

$$\frac{\partial f_2'}{\partial c} = - \frac{b^2}{f_1'^2} \cdot \frac{\partial f_1'}{\partial c}, \quad \frac{\partial f_3'}{\partial c} = 1 + \frac{a^2}{(c-f_2')^2} \cdot \left(1 - \frac{\partial f_2'}{\partial c}\right), \quad \text{---}$$

$$\frac{\partial \mu_0'}{\partial c} = 0, \quad \frac{\partial \mu_1'}{\partial c} = - \frac{\partial \mu_0'}{\partial c} \cdot \frac{a^2}{(c-f_0')^2} + 2 \mu_0' \frac{a^2}{(c-f_0')^3} \cdot \left(1 - \frac{\partial f_0'}{\partial c}\right),$$

$$\frac{\partial \mu_2'}{\partial c} = - \frac{\partial \mu_1'}{\partial c} \cdot \frac{b^2}{f_1'^2} + 2 \mu_1' \frac{b^2}{f_1'^3} \cdot \frac{\partial f_1'}{\partial c},$$

$$\frac{\partial \mu_3'}{\partial c} = - \frac{\partial \mu_2'}{\partial c} \cdot \frac{a^2}{(c-f_2')^2} + 2 \mu_2' \frac{a^2}{(c-f_2')^3} \cdot \left(1 - \frac{\partial f_2'}{\partial c}\right), \quad \text{-----}$$

これらの式から初期条件がわかればその後の非定常な気泡の運動を数値解として求めることができる。

4-1.3 2つの気泡が垂直方向に並んでいない場合 ($\theta < 180^\circ$)

非定常解は U , V , c , λ , λ' , β が時間の関数となり非常に複雑となり、また垂直方向の場合に定常状態を仮定した解と、非定常解がほとんど差異がなかったので定常解のみを計算した。定常解も解析的には求めることができず、 λ , λ' を仮定し、2つの式から U , V を求めそれがのこりの2つの式を満足するかどうかを試す方法をくり返して求めた。

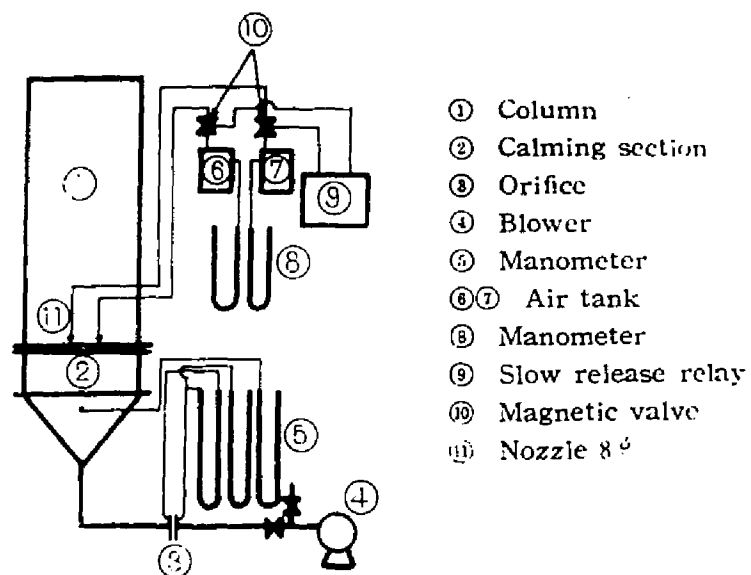


図4-2 実験装置の概略図

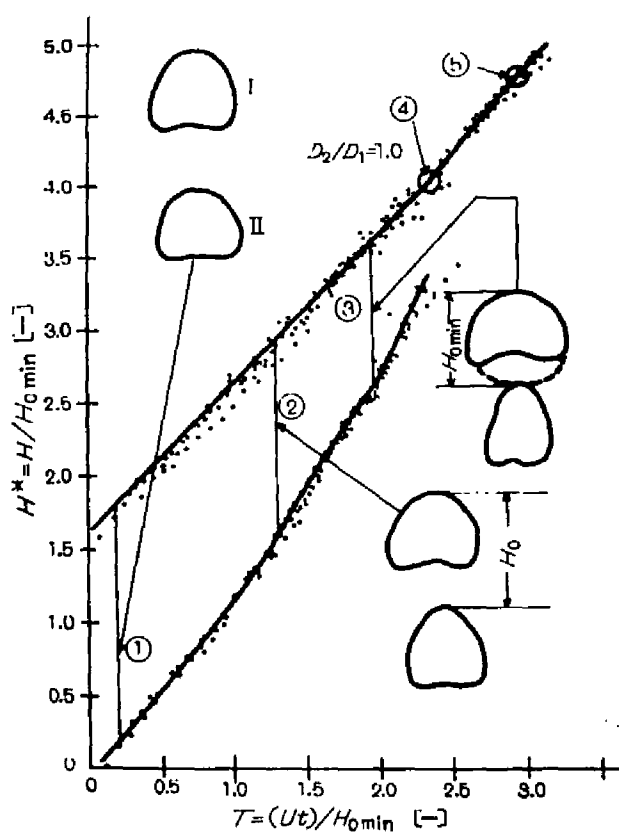


図4-3 無次元気泡先端の位置と無次元時間の関係

なお3次元の場合は、垂直方向の会合については同様に計算できるが垂直でない場合には式(4-1, 2)に相当するものが得られないので計算できない。3次元の垂直の場合の解をAppendix 2に示す。

§ 4-2 実験装置、試料、方法

装置の概略を[図4-2]に示す。本体は透明塩化ビニール製の幅25cm, 高さ60cm, 奥行2.5cmのものとアクリル樹脂製の幅25cm, 高さ80cm, 奥行1.5cmの2次元流動層で、整流部はガラス球80~100#を8cm高さに充填したものである。試料は80~100#, 65~80#のガラス球でそれを50~60cm高さに充填し、気泡が少々できる程度に空気で流動させる。2つの空気タンクに空気をため運動リレースイッチで次々に電磁バルブを開き層底部にとりつけた2つのノズル(垂直方向の会合には1つ)から気泡を吹込んだ。それを16mm映画撮影器(約64コマ/sec)により逆光で撮影した。気泡の大きさは直径7~12cmであった。撮影したフィルムはフィルム解析器で解析した。

又アクリル樹脂製の方の装置で単一ノズルから気泡を連続的にコンプレッサーで吹込みやはり逆光で16mm映画撮影し層高による平均気泡径および頻度の変化を求めた。

§ 4-3 2つの気泡会合の実験結果と考察

4-3.1 垂直方向に2つの気泡が並んだ際の会合

a) 上下の気泡径が同一の場合

会合する際の概要を[図4-3]にしたがい述べる。横軸に時間 t , 縦軸に2つの気泡の先端の位置 H を示していると考え。下方の気泡Ⅱは①の状態からだんだん加速され②の状態となり気泡の先端間の間隔 H_0 も小さくなる。さらに加速され③の近くになると少々減速される。③は気泡Ⅱが上の気泡Ⅰのwakeのほぼ下端に達した状態でそのあたりでもっとも減速された状態である。この時の気泡先端間の距離を H_{0min} とする。その後wake内に入ると急速に加速さ

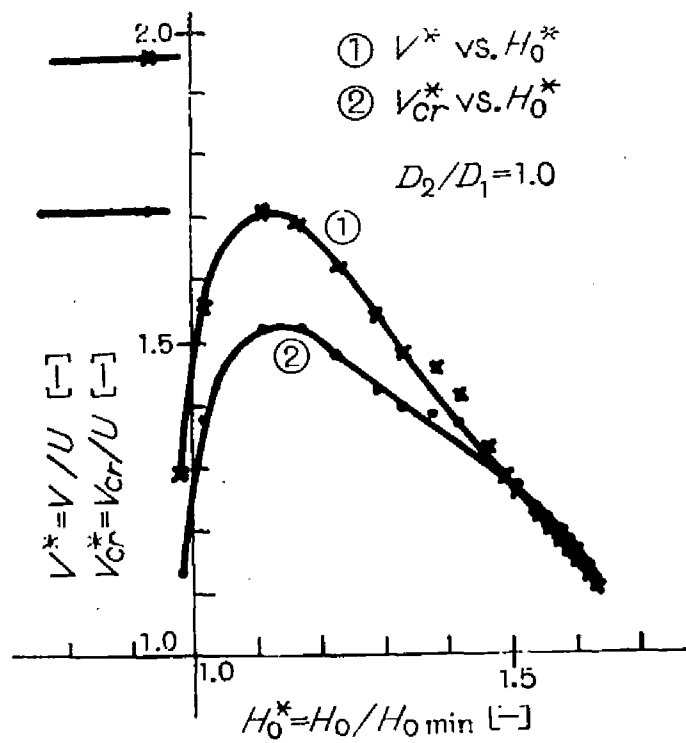
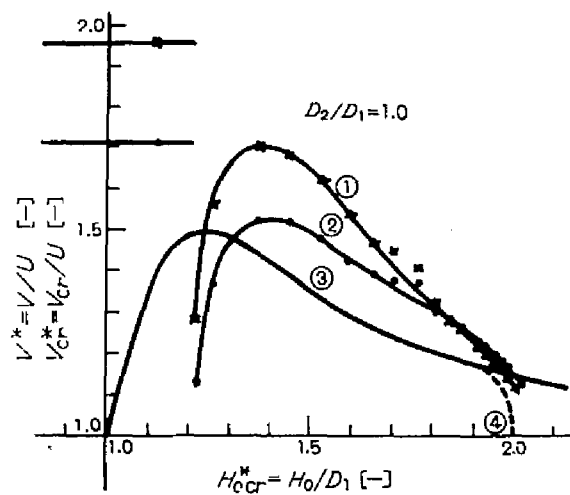


図 4 - 4 下の気泡の無次元速度と 2 つの気泡の無次元先端間距離の関係



① V^* vs. H_{cr}^* , ② V_{cr}^* vs. H_{cr}^* , ③ Solution assuming the steady state (Eqs. (4-10 & 11)), ④ Solution for unsteady state (Eqs. (4-12 & 13))

図 4 - 5 下の気泡の無次元速度と 2 つの気泡の無次元先端間距離の関係

れ④の点で2つの気泡が1つになる。これに対し上方の気泡Ⅰは気泡ⅡがⅠの気泡のwakeに達するまではほぼ一定の速度（単一に存在する時より数%大きい速度）でそれほど下方の気泡の影響を受けない。④で気泡が1つになり少々加速され速度最高の点を通り⑤で安定した単一気泡となりほぼ会合後の気泡の大きさに相当する速度となる。一方気泡の形は図中に定性的に示したが、気泡Ⅱは①、②、③とだんだん縦長となり気泡Ⅰは反対に少々扁平となる。

下方の気泡が上方の気泡のwakeに達するまでの過程は気泡の変形を考慮していないがモデルによっても表わせるので以下にモデルと実験結果の比較を行なう。

単一気泡の上昇速度は実験によれば約 $(1/\sqrt{2}) \cdot \sqrt{ga}$ となり式(4-9)における $(1/2) \sqrt{ga}$ より幾分大となるが上方の気泡の速度がほぼ一定（モデルにおいてもほぼ一定）なのでこれと下方の気泡の速度との比をとった無次元の速度でまとめればモデルと実験結果との比較において両者は相似であると考える。

実験結果の気泡先端の位置を H_{0min} で割り無次元化し $H^* = H/H_{0min}$ とし、時間 t につき気泡Ⅰの速度がほぼ一定であることを考慮し $T = Ut/H_{0min}$ のように無次元化し縦軸、横軸に示したのが図4-3である。図4-3は6つの実験結果 ($D_1 = 7 \sim 12 \text{ cm}$) を1つの曲線に示すことができたもので一般化されたものである。この図から無次元気泡先端間隔 $H_0^* = H_0/H_{0min}$ と気泡Ⅱの無次元速度 $V^* = V/U$ が求まる。図4-4の①の曲線に H_0^* と V^* の関係を示した。 H_{0min} は気泡Ⅰが変形していないときの直径 D_1 よりも大きい。 D_1 は気泡の面積 A_{b1} を測定し単一気泡の実験から得られた式(4-14)から求めたものである。

$$D = 1.18 \sqrt{A_b} \quad (4-14)$$

モデルと比較するため H_{0min}/D_1 の平均値を求め、補正した無次元気泡先端間隔 $H_{ocr}^* = (H_0^*) \times (H_{0min}/D_1) = H_0/D_1$ を求めた。 V^* と H_{ocr}^*

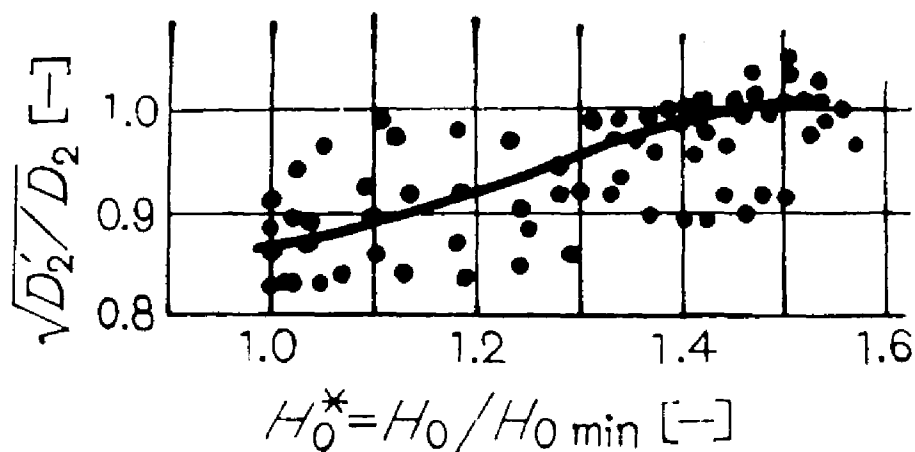


図4-6 気泡の変形による速度補正係数 $D_2/D_1 = 1.0$

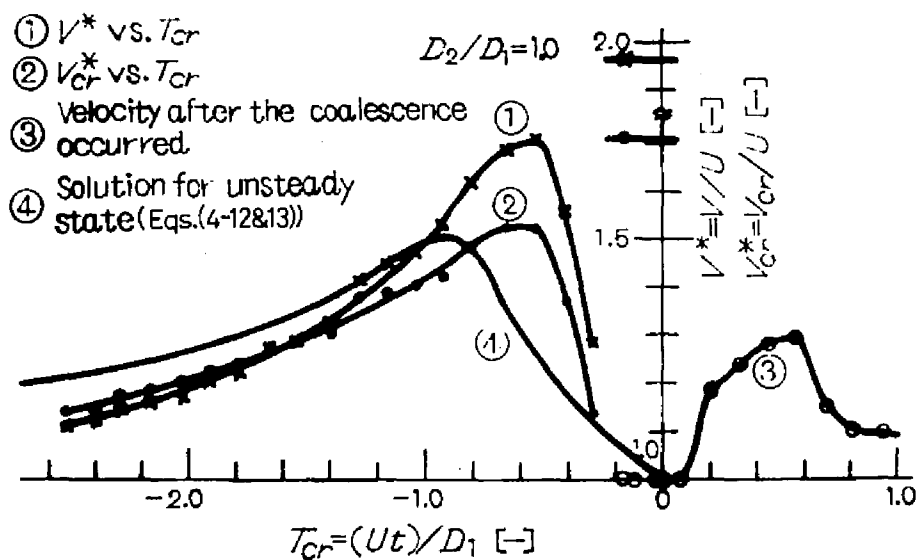


図4-7 無次元気泡速度と無次元時間の関係

の関係を示したのが 図 4-5 の①の曲線である。③の曲線は式 (4-10, 11) の定常解から計算したものである。①と③は傾向的によくあっているが数値は①の方が大きい。これは下方の気泡が 図 4-3 に示したように細長く変形したためと考えた。抵抗係数 C_D を一定と考え、細長くのびた気泡と変形しないものの力の平衡を考える。変形した気泡の直径を D_2' 、速度を V とするとこれと平衡する直径 D_2 と速度 V_{cr} の間には

$$\frac{1}{2} \rho_c C_D D_2' V^2 = g \rho_c A_{b_2} = \frac{1}{2} \rho_c C_D V_{cr}^2 \quad (4-15)$$

$$\frac{V_{cr}}{V} = \sqrt{\frac{D_2'}{D_2}} \quad (4-16)$$

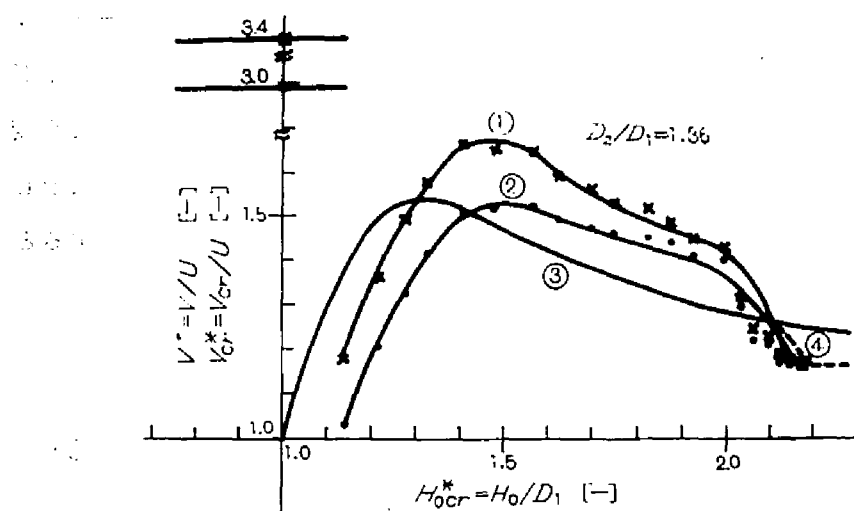
の関係がある。 A_{b_2} を実測し、式 (4-14) により D_2 を求め、 D_2' を測定すると式 (4-16) から V_{cr} が得られる。 $\sqrt{D_2'/D_2}$ と H_0^* の関係を示したのが 図 4-6 である。 V_{cr}^* と H_0^* の関係を 図 4-4 の②にまた V_{cr}^* と H_{ocr}^* の関係を 図 4-5 の②に示す。 V_{cr}^* は V_{cr} を U でわったものである。図 4-5 において②と③の曲線はかなりあってくる。図 4-7 は $T_{cr} = Ut/D_1$ 対 V^* あるいは V_{cr}^* を示した。③の曲線は会合後の速度を示してある。会合後安定した単一気泡になる前に速度極大の点が存在している。

b) 上下の気泡の径が違う場合

この場合も a) と全く同様な方法で 図 4-5 に相当する 図 4-8, 9 を得た。 D_2/D_1 はそれぞれ 1.36, 0.74 である。いずれの場合も定常解が実験結果をかなりよく説明している。

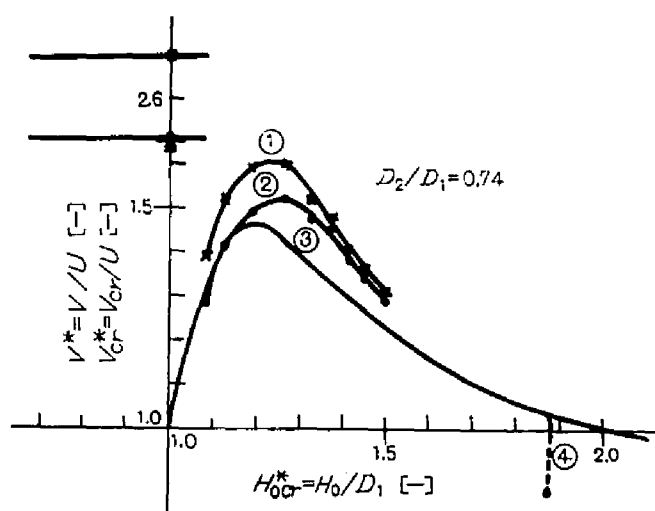
c) 下方の気泡が上方の気泡の影響を受ける限界の気泡中心間距離

図 4-5, 8 の実験結果をみるとある距離以上気泡間距離が大となると下方の気泡が上の気泡の影響を受けないことがわかる。図 4-5 の場合それは $H_{ocr}^* = 2.00$, 図 4-8 では 2.15 付近が限界である。この距離は気泡中



① V^* vs. H_{cr}^* , ② V_{cr}^* vs. H_{cr}^* , ③ Solution assuming the steady state (Eqs.(4-10&11)), ④ Solution for unsteady state (Eqs.(4-12&13))

図 4-8 下の気泡の無次元速度と 2 つの気泡の無次元先端間距離の関係



① V^* vs. H_{cr}^* , ② V_{cr}^* vs. H_{cr}^* , ③ Solution assuming the steady state (Eqs.(4-10&11)), ④ Solution for unsteady state (Eqs.(4-12&13))

図 4-9 下の気泡の無次元速度と 2 つの気泡の無次元先端間距離の関係

心間隔になおすとどちらもほぼ

$$(D_1 + D_2)$$

(4-17)

となる。

これは、第3章において単一気泡が上昇する場合、気泡中心より $2a$ 下方では粒子の動きがとまることより、 $2a$ 下方の面に仮定の壁が存在することを述べたが、それと同様の効果が会合の際にもあらわれたものとする。一方定常解では気泡中心間距離が $(D_1 + D_2)$ よりも大きくても影響を与える結果となっている。これは粒子の運動に対し上述の現象を考慮せず完全流体の式をそのまま使用したためである。気泡中心より $2a$ 下方に仮定の壁を考慮して式を解くことは非常に困難なので $(D_1 + D_2)$ の限界の点では上下の気泡がそれぞれの気泡の大きさに相当する単一気泡の上昇速度で上昇していると考え、そこから出発して式(4-12, 13)の非定常解より会合過程を数値計算より求めた。図4-5, 8, 9の④の曲線がそれである。③の曲線と比較すると最初の段階が違うのみですが両者は一致してしまう。図4-7の曲線④も非定常解である。

d) 下方の気泡が上方の気泡の wake に入った時の速度

この速度は非常に大きく図4-5, 8, 9をみると $V_{cr}^* = 2 \sim 3$ ぐらいである。3次元の場合についてはHarrisonら²⁾は $V_{cr}^* = 2.0$ と述べている。

これまで述べたように下方の気泡が大きく加速されるので第1章で述べたように気泡が自然発生する流動層内のある点で気泡の上昇速度を測定していると単一気泡にくらべ値も大きくなり、またばらつきも大きくなる。

e) 下方の気泡が上方の気泡の wake に到達するに要する時間

wake に到達するに要する時間を実験結果より求めた。それを 図4-10 に示す。この図の横軸は H_{ocr}^* としてあるが、図4-5, 8, 9をみるとわかるように wake に達した位置がちょうど $H_{ocr}^* = 1$ に一致しないので座標をおのおの wake に達した点までずらしたものである。 H_{ocr}^* が小さいときはあまり差異はないが H_{ocr}^* が大きくなると (D_2/D_1) が小さいほど長時間を要する。この図は多数の実験結果を一般化したもので D_2 , D_1 と気泡Iの速度

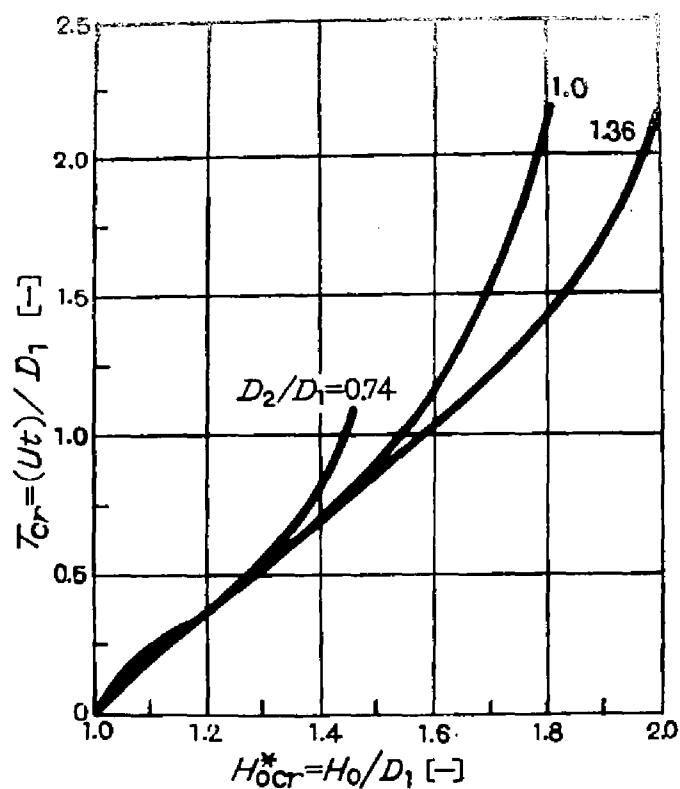


図4-10 下の気泡が上の気泡のwakeに追いつくのに必要な時間(垂直方向)

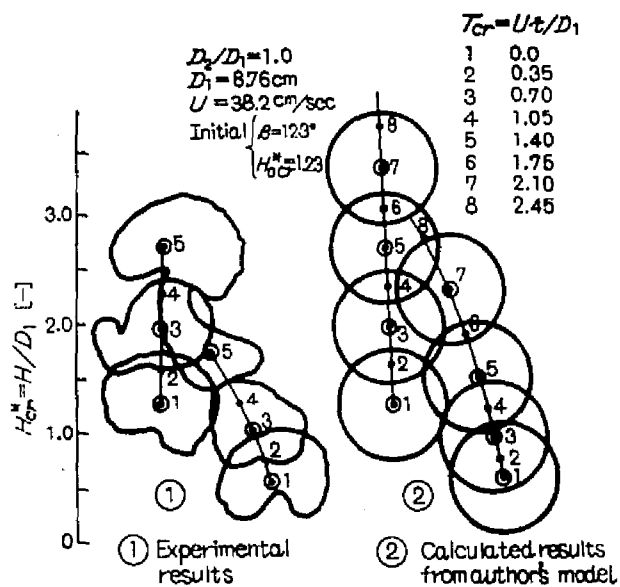


図4-11 単直にならなない場合の気泡の会合(●は気泡の中心, ●は気泡の形を示してあるものの気泡の中心)

が解かれれば実験に要する時間 t が計算できる。

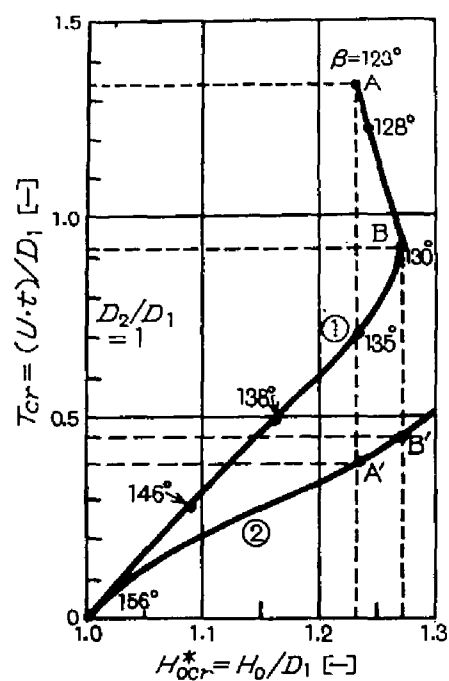
4-3.2 垂直方向に並んでない場合の会合 ($\beta < 180^\circ$)

この問題は粒子の横方向の混合に関連があり重要である。第3章で述べたように気泡が垂直に上昇する場合には結果として粒子の横方向への変位は起らない。ところが流動層の横方向の混合は縦方向の混合におとらぬほど大きい。この要因となるのは気泡が垂直にならんでいない場合の会合である。

気泡が真横に並んだ場合にはそのままではめったに会合しない。しかし斜めに並んだ場合には会合を起す。直径のあまり変らぬ斜めに並んだ上下の気泡についてみると上側の気泡は下方の気泡の影響をほとんど受けない。下方の気泡は β が小さいときにはむしろ上の気泡より速度が小さく気泡間距離も徐々に開く。しかし動く方向は上の気泡の方へ向う方向である。このようにして β が大きくなるが大きくなるにしたがいこんどは速度が増加し動く方向も大きく上の気泡の方向へ向く。このようにして下方の気泡は上の気泡の下にまわりこみながら会合する。

4-1.3で述べたモデルの結果もこの傾向に一致する。図4-11 に実験結果①と、モデルの結果②を示す。①，②とも傾向的にはよく一致しているといえる。条件は図中に示した。図4-12 は下方の気泡が上方の気泡 wake に達するまでの時間を示したもので①は図4-11の実験結果で、②は垂直方向の会合の場合であり図4-10の $D_2/D_1=1$ の曲線を拡大して示したものである。①の曲線に付した数字は β の値で徐々に大きくなる。 β が小さいときには H_{ocr}^* が一たん増大している。AとA'，BとB'を比較すると同一の H_{ocr}^* でも垂直方向に並んだ場合の会合の方が早く起こることがわかる。

気泡中心間距離 $1.1D$ で真横に並んだ同一径の気泡が上昇している時、モデルによって計算してみると垂直方向と 10° の角度で反撥する方向へ動く。これより粒子による気泡の切断により一度割れかけた気泡はそのままではめったにもとにもどることはないことが予想される。また流動層で壁付近を上昇する気



- ① Coalescence of two bubbles not standing on the vertical line
 ② Coalescence of two bubbles standing on the vertical line

図 4 - 12 下の気泡が上の気泡の wake に追いつくのに必要な時間

泡は壁の外側に壁から同一の距離に同一径の仮想の気泡と共に上昇していることに相当するので壁から反撥され内部に集まってくることが考えられる。それゆえ壁近くで粒子の下降がみられるものと思われる。

なお垂直に並んでない会合の場合には、最初の β の値、気泡間距離によってさまざまな会合過程を示し、又 β と気泡間距離をある値に設定して2つの気泡を吹込むことが非常に困難であったので、垂直方向の会合の場合に得たような一般的な図表をうることができなかった。

§ 4-4 2つの気泡の垂直方向の会合の実験結果の応用

4-3.1の垂直方向の会合の実験結果をもとにして単一ノズルから自然発生する気泡の層高による平均の円相当気泡径および頻度を計算し、それを実験で得た平均の円相当気泡径および頻度と比較した。

4-4.1 計算方法

まず計算を行うに当ってノズルから発生する気泡の大きさ及び発生時間間隔が必要である。気泡の発生する時間間隔は撮影した16mmフィルムより層底部のノズル直上で実測し、発生する気泡の体積はノズルでのガス流量に発生時間間隔を掛けて求めた。発生時間間隔は一様なものでなくかなり大きなばらつきを示した。したがって発生する気泡の大きさも一様なものではない。計算にはこれらの実測の気泡発生時間間隔及びそれから求めた気泡の大きさを使用した。

なお層底で発生する気泡頻度を16mmフィルムより求めたが非常に小さい気泡であれば撮影されていない可能性がある。後に電気容量法により測定してみるとフィルムよりの気泡頻度の方が10%ぐらい小さくなっていた。

次に発生した後いろいろな状態にある気泡の速度を次のようにして求めた。

4-3.1における垂直方向の2つの気泡の会合において得られた実験結果は気泡径比(D_2/D_1)=0.74, 1.00, 1.36のものに対してのみであった。実際の流動層ではもっといろいろな比があらわれるので、これらの3つの結果

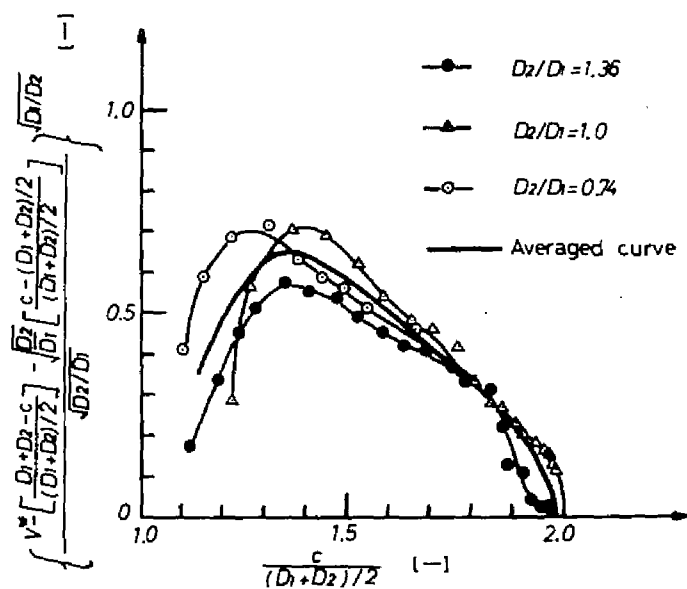


図4-13 下の気泡の無次元速度と無次元気泡中心間距離

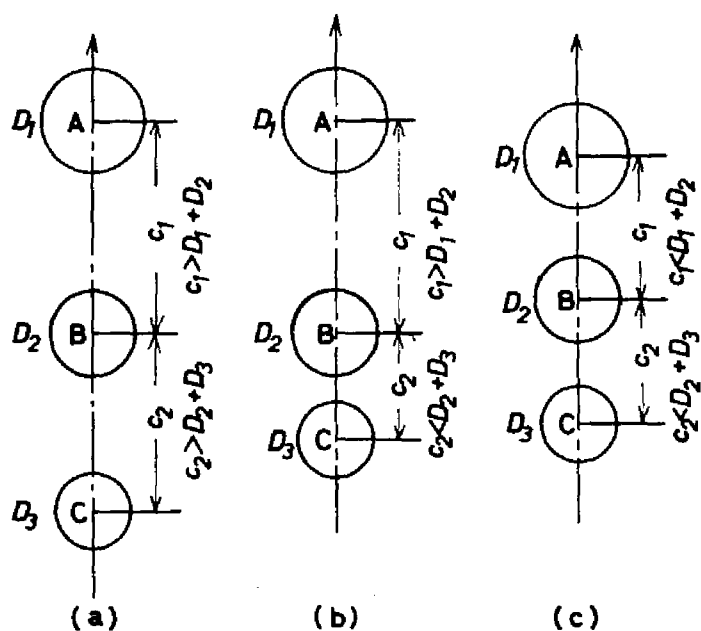


図4-14 計算方法の説明

(図 4-5, 8, 9 の①の曲線) をまとめて 1 つの代表曲線を得ることを試みた。それを **図 4-13** に示す。太い実線が平均の代表曲線を表わす。この曲線から任意の (D_2/D_1) と c に対して V^* の値が求められる。図 4-13 の縦軸は物理的意味はなくただ 3 つの曲線をまとめるためにとった函数である。下の気泡が上の気泡の wake においついた後は V^* に平均値の 2.7 をとった。

図 4-14 のように垂直方向に気泡 A, B, C がならんで上昇する場合を考える。もし (a) 図のように気泡中心間距離 c がすべて $(D_1 + D_2)$ より大ならばおのおのの気泡は単一気泡の上昇速度式 (4-18) で上昇する。

$$U = 0.5 \sqrt{gD} \quad (4-18)$$

(b) 図のように下の 2 つの気泡のみが $c_2 < (D_2 + D_3)$ の関係にあるなら, A, B は式 (4-18) で得られる速度をとり C の速度 V は図 4-13 によって V^* から求める。

(c) 図のような状態にある場合は B の気泡の速度は A の影響を受け, C の気泡は B に影響を受けると考える。すなわち A の気泡速度 U は式 (4-18) から求め, B の速度 V は図 4-13 から求める。C の速度は図 4-13 でさきに求めた B の速度を U とおいて求める。気泡がいくつならんでもこの方法を拡張すれば速度は計算から求められる。このようにして下方の気泡は加速され上方の気泡と会合する。会合の完了は 2 つの気泡の中心が一致した時とし会合後の気泡の上昇速度は 2 つの気泡の体積の和に相当する大きさの気泡の速度を示す。

以上からつぎつぎに発生する気泡の上昇していく高さを微少時間間隔で層上部に達するまで計算を行なう。

気泡が会合する際の組合せはおもに上の気泡が大きく下の気泡が小さいのであるが, 気泡の発生間隔が等間隔でないため 1 つの気泡が発生して後その気泡がかなり高くまで上昇したあとで後続の気泡が短時間の間に連続して発生する場合も可成ある。そのときは後続の気泡がすばやく会合し大きくなって後にはじめに発生した気泡を追いかける状態となり上の気泡の方が小さく下の気泡が大きい会合の組合せがでてくる。実際の現象も層上部に小さい気泡が混在し下

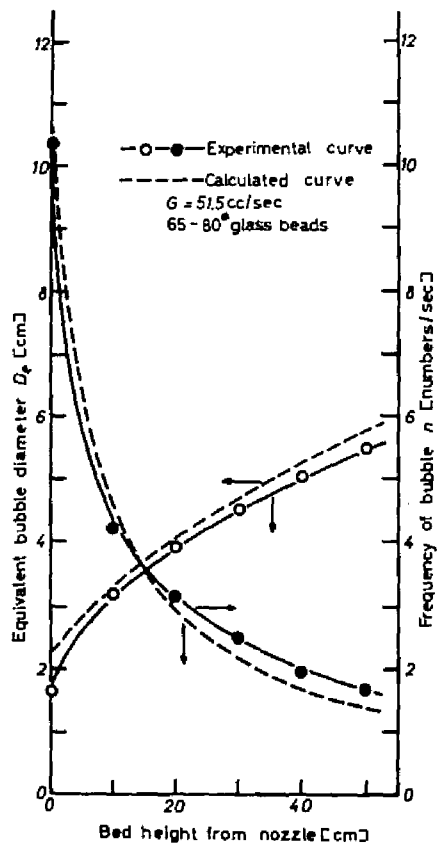


図 15 気泡径および頻度と層高の関係

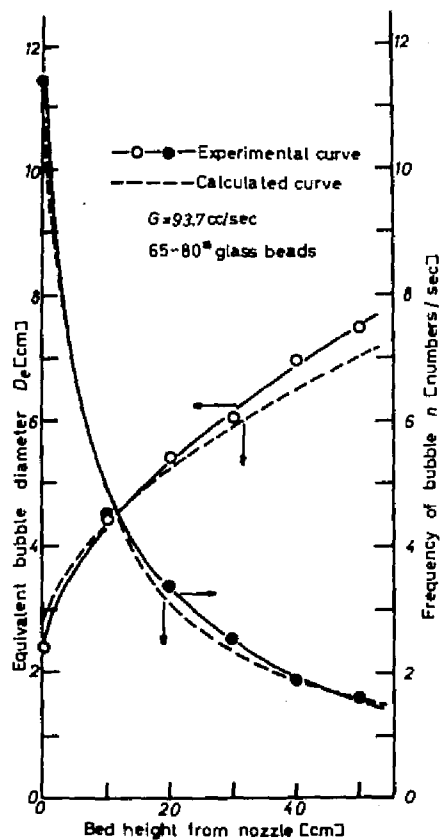


図 16 気泡径および頻度と層高の関係

から大きい気泡が追いかける場合もあり，この計算方法によってよく説明することができる。

4-4.2 計算結果と実験結果の比較

平均の円相当気泡径及び頻度を3種のノズル流量に対し4-4.1に示した方法で計算して 図 4-15, 16, 17 の点線で示した。計算結果は約55個，実験値は約180個の気泡が発生したときの平均値をとってある。図4-15, 16, 17においてノズルからの高さが増大するにつれ気泡径が大きくなり，頻度が層の低いところで急激に減少している。頻度は流量が変化してもあまり変らない。実験値と計算値はよく一致している。気泡径は各層高さと平均値をとったが，実際の気泡の状態を観察すると会合を起さないで上方へ達する気泡もあれば層の下方で会合して急激に大きくなる気泡も存在するのでばらつきは大きかった。一方計算過程においても同様の現象がおこりばらつきはやはり大きかった。試みにノズルでの気泡発生間隔を等間隔と仮定して計算を行ってみたが，その際には層の底部で気泡径が飽和状態に達し上のような実験結果は説明できない。

なお，計算を行なう際に気泡発生時間間隔がわからなければ計算できないので，今後その方面の研究が必要である。

結 論

垂直方向に並んだ時の会合

気泡中心間距離が， $(D_1 + D_2)$ 以下であると相互に影響しあい上方の気泡速度はほとんど変化しないが下方の気泡は大きく加速されて下方気泡の大小にかかわらず容易に上方の気泡の wake に達し wake 内ではさらに速度が増しすみやかに会合する。

垂直でない場合の会合

真横に並んだ2つの気泡はそのままではすぐに会合しない。一方の気泡が斜

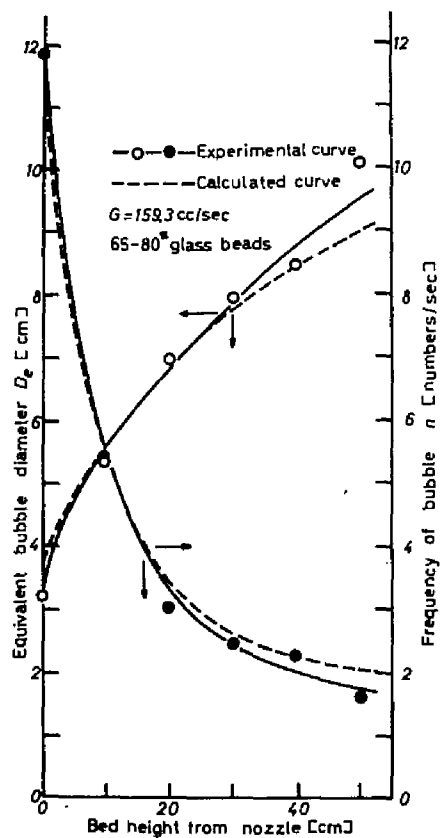


図 4-17 気泡径および頻度と床高の関係

下にあればその気泡が上方の気泡の下方にまわりこむようにして会合する。会合に要する時間は垂直方向の会合に比して長くなる。

このように下方の気泡速度は上方のそれより大きく影響を受けるので連続的に発生する気泡の速度は非常にばらつき、一般に速度は大となる。

これらの結果が本研究でたてたモデルによりほぼ説明できる。

垂直方向に並んだ2つの気泡の会合の実験結果をもとにして、単一ノズルから自然発生する気泡の径および頻度が層の各高さでどのように変化するか計算し、それが実験結果とよく一致した。

以上本章では2つの気泡の会合を研究し、特殊な場合ではあるが単一ノズルから気泡が自然発生する流動層の状態を知ることができた。そしてこれらより、単一気泡の結果を普通の流動層へ適用する手掛りをえたといえる。

〔附記〕 本章の主な内容は文献^{5~7)}に発表した。

Appendix 1 粒子の速度ポテンシャル

図4-1のように気泡が並んで動いているとする。任意の点Pの絶対流れの速度ポテンシャルを ϕ とする。そして ϕ を次のように2つにわけて考える。

$$\phi = U\phi_1 + V\phi_2 \quad (4-19)$$

ϕ_1 は気泡Ⅰによるもの、 ϕ_2 は気泡Ⅱによる速度ポテンシャルで、次の境界条件を満たすものである。

流体が気泡の中に入りこんではいけないことから次の境界条件が必要である。

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial r} \right)_{r=a} = \cos(\theta - \lambda) \quad (4-20)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial r'} \right)_{r'=b} = 0 \quad (4-21)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_2}{\partial r} \right)_{r'=a} = 0 \quad (4-22)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_2}{\partial r'} \right)_{r'=b} = \cos(\theta' - \lambda') \quad (4-23)$$

まず ϕ_1 とし気泡Ⅱがない時の速度ポテンシャルすなわち強さ μ_0 の doublet をとる。

$$\phi_1 = \mu_0 \frac{\cos(\lambda - \theta)}{r}, \quad \mu_0 = a^2 \quad (4-24)$$

これは境界条件式 (4-21) を満足しないそこで気泡Ⅰの中心の気泡Ⅱに対す鏡像点 (気泡Ⅱの内部) に強さ μ_1 の doublet を加える。 μ_1 は気泡中心間を結ぶ線と垂直な線に対し μ_0 と反対方向を向く。鏡像点の位置は気泡Ⅰの中心から気泡中心を結ぶ線にそって f_1 の距離にある。 f_1 から任意の点までの距離を r_1 , 中心を結ぶ線との角を θ_1 とすると, 速度ポテンシャル ϕ_1 は

$$\phi_1 = \mu_0 \frac{\cos(\lambda - \theta)}{r} + \mu_1 \frac{\cos(\lambda + \theta_1)}{r_1} \quad (4-25)$$

となる。ここで式 (4-21) を満足する μ_1 と f_1 の値は

$$\mu_1 = \frac{-b^2}{(c-f_0)^2} \mu_0, \quad f_1 = c - \frac{b^2}{c-f_0}, \quad f_0 = 0$$

である。式 (4-25) は式 (4-21) を満足するがこんどは式 (4-20) を満足しなくなる。

そこで f_1 の位置の気泡Ⅰに対する鏡像点 (気泡Ⅰの内部) に強さ μ_2 の doublet を加える。鏡像点の位置は気泡Ⅰの中心から中心線上 f_2 の位置にある。これにより式 (4-20) が満足される。しかし又式 (4-21) を満足しなくなるので μ_2 を加える。この操作をくりかえして ϕ_1 は次のようになる。

$$\phi_1 = \mu_0 \frac{\cos(\lambda - \theta)}{r} + \mu_1 \frac{\cos(\lambda + \theta_1)}{r_1} + \mu_2 \frac{\cos(\lambda - \theta_2)}{r_2} \\ + \mu_3 \frac{\cos(\lambda + \theta_3)}{r_3} + \dots \quad (4-26)$$

f_1, f_2, f_3, \dots は気泡 I の中心からとった鏡像点の距離で気泡中心を結ぶ線上にある。

$r_1, r_2, r_3, \dots, \theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$ は鏡像点を中心にした座標である。

ϕ_2 についても全く同様に

$$\phi_2 = \mu_0' \frac{\cos(\lambda' - \theta')}{r'} + \mu_1' \frac{\cos(\lambda' + \theta_1')}{r_1'} + \mu_2' \frac{\cos(\lambda' - \theta_2')}{r_2'} \\ + \mu_3' \frac{\cos(\lambda' + \theta_3')}{r_3'} + \dots \quad (4-27)$$

気泡 II の中心から鏡像点までの距離が f_1', f_2', f_3', \dots , それを中心にした極座標が $r_1', r_2', r_3', \dots, \theta_1', \theta_2', \theta_3', \dots$ である。

これらを式 (4-19) に代入し気泡 I に対する相対流れを考え、しかも座標をすべて r, θ であらわすと式 (4-1) となる。

又気泡 II に対する相対流れを考え、座標を r', θ' であらわせば式 (4-2) となる。

Appendix 2

3次元の場合の垂直方向の2つの気泡の会合モデルの解

a) 速度ポテンシャル

速度ポテンシャルは垂直方向に並んだ場合しかもとめることができない。それゆえに垂直にならんでない時の会合は計算できない。

気泡 I に対する相対流れの速度ポテンシャル, ϕ_1 は

$$\begin{aligned}
\phi_1 = & U r \cos \theta + U \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \frac{(f_n + r \cos \theta)}{(r^2 + f_n^2 + 2 f_n r \cos \theta)^{3/2}} \\
& + V \sum_{n=0}^{\infty} \mu_{n'} \left\{ \frac{(c - f_{n'}) + r \cos \theta}{r^2 + (c - f_{n'})^2 + 2 r (c - f_{n'}) \cos \theta} \right\}^{3/2}
\end{aligned}
\tag{4-28}$$

気泡Ⅱに対する相対流れのポテンシャル ϕ_2 は

$$\begin{aligned}
\phi_2 = & V r' \cos \theta' + V \sum_{n=0}^{\infty} \mu_{n'} \frac{r' \cos \theta' - f_{n'}}{(r'^2 + f_{n'}^2 - 2 r' f_{n'} \cos \theta')^{3/2}} \\
& + U \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left\{ \frac{r' \cos \theta' - (c - f_n)}{r'^2 + (c - f_n)^2 - 2 r' (c - f_n) \cos \theta'} \right\}^{3/2}
\end{aligned}
\tag{4-29}$$

となる。

ここで

$$\mu_0 = \frac{1}{2} a^3, \quad \mu_1 = -\frac{b^3}{(c - f_0)^3} \mu_0, \quad \mu_2 = -\frac{a^3}{f_1^3} \mu_1, \quad \text{-----}$$

$$f_0 = 0, \quad f_1 = c - \frac{b^2}{(c - f_0)}, \quad f_2 = \frac{a^2}{f_1}, \quad \text{-----}$$

$$\mu'_0 = \frac{1}{2} b^3, \quad \mu'_1 = -\frac{a^3}{(c - f'_0)^3} \mu'_0, \quad \mu'_2 = -\frac{b^3}{f'_1^3} \mu'_1, \quad \text{-----}$$

$$f'_0 = 0, \quad f'_1 = c - \frac{a^2}{(c - f'_0)}, \quad f'_2 = \frac{b^2}{f'_1}, \quad \text{-----}$$

b) 定常状態を仮定した解

単一気泡の上昇速度 U は

$$U = \frac{2}{3} \sqrt{ga} \quad (4-30)$$

となる。³⁾

$$U' = U / (2/3) \sqrt{ga}, \quad V' = V / (2/3) \sqrt{ga}$$

とすると解は次のようになる。

$$\begin{aligned} U' \left\{ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left[\frac{1}{(a+f_n)^3} - \frac{3f_n}{(a+f_n)^4} \right] \right\} \\ + V' \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n' \left[\frac{1}{(a+c-f_n')^3} - \frac{3(c-f_n')}{(a+c-f_n')^4} \right] = \frac{3}{2} \end{aligned} \quad (4-31)$$

$$\begin{aligned} V' \left\{ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n' \left[\frac{1}{|b-f_n'|^3} + \frac{3f_n'(b-f_n')}{|b-f_n'|^5} \right] \right\} \\ + U' \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left[\frac{1}{|b-c+f_n|^3} + \frac{3(c-f_n)(b-c+f_n)}{|b-c+f_n|^5} \right] = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{b}{a}} \end{aligned} \quad (4-32)$$

f_n, f_n', μ_n, μ_n' は a) に同じ。

c) 非定常解

$$\begin{aligned} \frac{dU'}{dT^*} A_1 + \frac{dV'}{dT^*} B_1 + \frac{a}{c} U' (U' - V') (C_1 + E_1) \\ + \frac{a}{c} V' (U' - V') (D_1 + F_1) + (U' A_1 + V' B_1)^2 = \frac{9}{4} \end{aligned} \quad (4-33)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{dV'}{dT^*} (A_2 - \frac{1}{2} \frac{dU'}{dT^*} B_2 + \frac{a}{c} V' (U' - V') (C_2 + F_2) \\
& + \frac{a}{c} U' (U' - V') (D_2 + F_2) + \frac{a}{b} (V' A_2 + U' B_2)^2 = \frac{9}{4}
\end{aligned}$$

(4-34)

$$T^* = \frac{t \frac{2}{3} \sqrt{ga}}{a}$$

$$A_1 = 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left[\frac{1}{(a+f_n)^3} - \frac{3f_n}{(a-f_n)^4} \right]$$

$$A_2 = 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n' \left[\frac{1}{|b-f_n'|^3} + \frac{3f_n' (b-f_n')}{|b-f_n'|^5} \right]$$

$$B_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n' \left[\frac{1}{(a+c-f_n')^3} - \frac{3(c-f_n')}{(a+c-f_n')^4} \right]$$

$$B_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left[\frac{1}{|b-c+f_n|^3} + \frac{3(c-f_n)(b-c+f_n)}{|b-c+f_n|^5} \right]$$

$$C_1 = c \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial \mu_n}{\partial c} \cdot \left[\frac{1}{(a+f_n)^3} - \frac{3f_n}{(a+f_n)^4} \right]$$

$$C_2 = c \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial \mu_n'}{\partial c} \cdot \left[\frac{1}{|b+f_n'|^3} + \frac{3f_n' (b-f_n')}{|b-f_n'|^5} \right]$$

$$E_1 = c \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial \mu_n'}{\partial c} \left[\frac{1}{(a+c-f_n')^3} - \frac{3(c-f_n')}{(a+c-f_n')^4} \right]$$

$$E_2 = c \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial \mu_n}{\partial c} \cdot \left[\frac{1}{|b-c+f_n|^3} + \frac{3(c-f_n)(b-c+f_n)}{|b-c+f_n|^5} \right]$$

$$F_1 = -6 \cdot c \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left[\frac{a-f_n}{(a+f_n)^5} \right] \cdot \frac{\partial f_n}{\partial c}$$

$$F_2 = 3 \cdot c \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n' \left[\frac{b-2f_n'}{|b-f_n'|^3} - \frac{(b+4f_n')}{(b-4f_n')^3} \frac{d|b-f_n'|}{df_n'} \right] \cdot \frac{\partial f_n'}{\partial c}$$

$$G_1 = -6 \cdot c \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n' \left[\frac{a-c+f_n'}{(a+c-f_n')^3} \right] \cdot \left(1 - \frac{\partial f_n'}{\partial c} \right)$$

$$G_2 = 3 \cdot c \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \left[\frac{b-2c+2f_n}{|b-c+f_n|^3} - \frac{(b+4c-4f_n)}{(b-c+f_n')^3} \cdot \frac{d|b-c+f_n|}{d(c+f_n)} \right] \\ \times \left(1 - \frac{\partial f_n}{\partial c} \right)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial c} = 0, \quad \frac{\partial f_1}{\partial c} = 1 + \frac{b^2}{(c-f_0)^2} \left(1 - \frac{\partial f_0}{\partial c} \right), \quad \frac{\partial f_2}{\partial c} = -\frac{a^2}{f_1^2} \frac{\partial f_1}{\partial c},$$

$$\frac{\partial f_3}{\partial c} = 1 + \frac{b^2}{(c-f_2)^2} \left(1 - \frac{\partial f_2}{\partial c} \right), \quad \text{-----}$$

$$\frac{\partial \mu_0}{\partial c} = 0, \quad \frac{\partial \mu_1}{\partial c} = -\frac{b^3}{(c-f_0)^3} \frac{\partial \mu_0}{\partial c} + 3\mu_0 \frac{b^3}{(c-f_0)^4} \left(1 - \frac{\partial f_0}{\partial c} \right),$$

$$\frac{\partial \mu_2}{\partial c} = -\frac{a^5}{f_1^3} \frac{\partial \mu_1}{\partial c} + \frac{3a^5}{f_1^4} \mu_1 \cdot \frac{\partial f_1}{\partial c},$$

$$\frac{\partial \mu_3}{\partial c} = -\frac{b^3}{(c-f_2)^3} \frac{\partial \mu_2}{\partial c} + 3\mu_2 \frac{b^3}{(c-f_2)^4} \left(1 - \frac{\partial f_2}{\partial c} \right), \quad \text{-----}$$

$$\frac{\partial f_0'}{\partial c} = 0, \quad \frac{\partial f_1'}{\partial c} = 1 + \frac{a^2}{(c-f_0')^2} \left(1 - \frac{\partial f_0'}{\partial c}\right), \quad \frac{\partial f_2'}{\partial c} = -\frac{b_2}{f_1'} \cdot \frac{\partial f_1'}{\partial c},$$

$$\frac{\partial f_3'}{\partial c} = 1 + \frac{a^2}{(c-f_2')^2} \left(1 - \frac{\partial f_2'}{\partial c}\right), \quad \text{-----}$$

$$\frac{\partial \mu_0'}{\partial c} = 0, \quad \frac{\partial \mu_1'}{\partial c} = -\frac{a^3}{(c-f_0')^3} \frac{\partial \mu_0'}{\partial c} + 3\mu_0' \frac{a^3}{(c-f_0')^4} \left(1 - \frac{\partial f_0'}{\partial c}\right),$$

$$\frac{\partial \mu_2'}{\partial c} = -\frac{b^3}{f_1'^3} \frac{\partial \mu_1'}{\partial c} + 3\frac{b^3}{f_1'^4} \mu_1' \frac{\partial f_1'}{\partial c},$$

$$\frac{\partial \mu_3'}{\partial c} = -\frac{a^3}{(c-f_2')^3} \cdot \frac{\partial \mu_2'}{\partial c} + 3\mu_2' \frac{a^3}{(c-f_2')^4} \left(1 - \frac{\partial f_2'}{\partial c}\right), \quad \text{-----}$$

f_n, f_n', μ_n, μ_n' は a) に同じ。

第4章の使用記号

a :	上の気泡の半径	[cm]
A_b :	気泡の面積	[cm^2]
A_{b1} :	上の気泡の面積	[cm^2]
A_{b2} :	下の気泡の面積	[cm^2]
b :	下の気泡の半径	[cm]
C_D :	抵抗係数	[-]
D :	気泡の直径	[cm]
D_1 :	変形が起っていない時の上の気泡の直径	[cm]

D_1	: 変形が起っていない時の下の気泡又は真中の気泡の直径	[cm]
D_2	: 変形が起っていない時の下の気泡の直径	[cm]
D_1'	: 会合過程で変形している下の気泡の直径	[cm]
g	: 重力加速度	[cm/sec ²]
G	: ノズルでの流量	[cm ³ /sec]
H	: 気泡の先端の位置	[cm]
H^*	: H/H_{0min}	[-]
H_{cr}^*	: H/D_1	[-]
H_0	: 2つの気泡の先端間距離	[cm]
H_{rmin}	: 上の気泡の先端からその wake の下端までの距離	[cm]
H_0^*	: H_0/H_{0min}	[-]
H_{ocr}^*	: H_0/D_1	[-]
\underline{i}	: 垂直方向単位ベクトル	[-]
P	: 圧力	[-]
r, r'	: 極座標 図 4-1	[cm]
t	: 時間	[sec]
T	: Ut/H_{0min}	[-]
T_{cr}	: Ut/D_1	[-]
T^*	: $\frac{1}{2}\sqrt{ga} \cdot t/a$ 又は $\frac{2}{3}\sqrt{ga} \cdot t/a$	[-]
U	: 上の気泡の速度	[cm/sec]
U'	: $U/(1/2)\sqrt{ga}$	[-]
\underline{v}	: 粒子の速度ベクトル	[cm/sec]
V	: 下の気泡の速度	[cm/sec]
V'	: $V/(1/2)\sqrt{ga}$	[-]
V_{cr}	: 下の気泡が変形していないと仮定したときの仮想の下の気泡速度	[cm/sec]
V^*	: V/U	[-]

V_{cr}^*	: V_{cr}/U	[-]
β	: 垂直線と2つの気泡の中心間を結ぶ線の角度	[deg., rad.]
θ, θ'	: 極座標, 図4-1	[deg., rad.]
λ, λ'	: 気泡の動く方向の角度, 図4-1	[deg., rad.]
ρ_c	: 連続相の見掛け密度	[g / cm ³]
ϕ_1, ϕ_2	: それぞれ上の気泡, 下の気泡に対する粒子の相対流れの速度ポテンシャル	[cm ² / sec]

第4章の引用文献

- 1) 鞭岐, 森滋勝, 志知龍一: 第4回総合シンポジウム, P.31 東京
11月 (1965)
- 2) Harrison, D. and Leung, L.S. : Symposium on the Interaction between Fluids and Particles., Instn. Chem. Engrs., London, P.127 (1962)
- 3) Jackson, R. : Trans. Instn. Chem. Engrs. Lond., 41, 22 (1963)
- 4) Milne-Thomson, L.M. : "Theoretical Hydrodynamics" 4th edition, Lond., Macmillan (1960)
- 5) 桐栄良三, 松野隆一, 隅谷高宗, 森素明: 化学工学, 31, 861 (1967)
- 6) 桐栄良三, 松野隆一: International Symposium on Fluidisation, Eindhoven, the Netherlands. Session 42 June (1967)
- 7) 桐栄良三, 松野隆一, 森素明: 化学工学, 32, 1月号 (1968)

第5章 気泡と連続相のガス交換

緒 言

ガス系流動層による諸現象を説明しようとする2相説において、気泡相と連続相のガス交換がなければ供給されたガスのうち少量のガスすなわち最低流動化流量が粒子と接触し、のこりの大量のガスはcloud内に入ってくる少量の粒子と接触するのみで大部分のガスが接触不十分のままで層を通過する。しかし実際には交換がないとすると諸現象を説明することができないのである程度の交換が起っていることが予測される。

これまでこの問題については小林ら¹⁾、Lewisら²⁾が2相説、あるいは修正2相説に基づいて残余濃度曲線法、反応によって解析しガス交換速度を求めており、さらにSzekely³⁾、及びRichardsonら⁴⁾はトレーサースガスで作った気泡を等時間間隔に流動層に吹込み連続相に残されたトレーサース量あるいは連続相のトレーサース濃度変化からガス交換係数を求めている。しかしこれらの方法には交換係数を求める過程において連続相内のガス流れ等に多くの仮定が含まれている。さらに残余濃度曲線法では流動層の代表気泡径のとり方に問題がある。

Roweら⁵⁾は2次元流動層に褐色で目に見える NO_2 ガスで作った気泡を吹込み NO_2 ガスの挙動を調べ気泡後方に図5-2の写真に示すような NO_2 ガスが残されていくのを認め、ガス交換の機構に対する指針を与えた。

本研究においてもRoweら⁵⁾と同様に NO_2 ガスの気泡を最低流動化状態にある2次元流動層に吹込みガス交換の状態をさらによく観察し、それをもとにしてガス交換のモデルをたて気泡表面積当りのガス交換係数を計算した。一方 CO_2 ガスで作った単一気泡を最低流動化状態にある2次元流動層に吹込み層の高さ方向2点間で気泡内部のガスを直接採取して CO_2 ガスの濃度変化を調べガス交換係数を求め、これをさきのモデルより得た値と比較して可成良好な一致

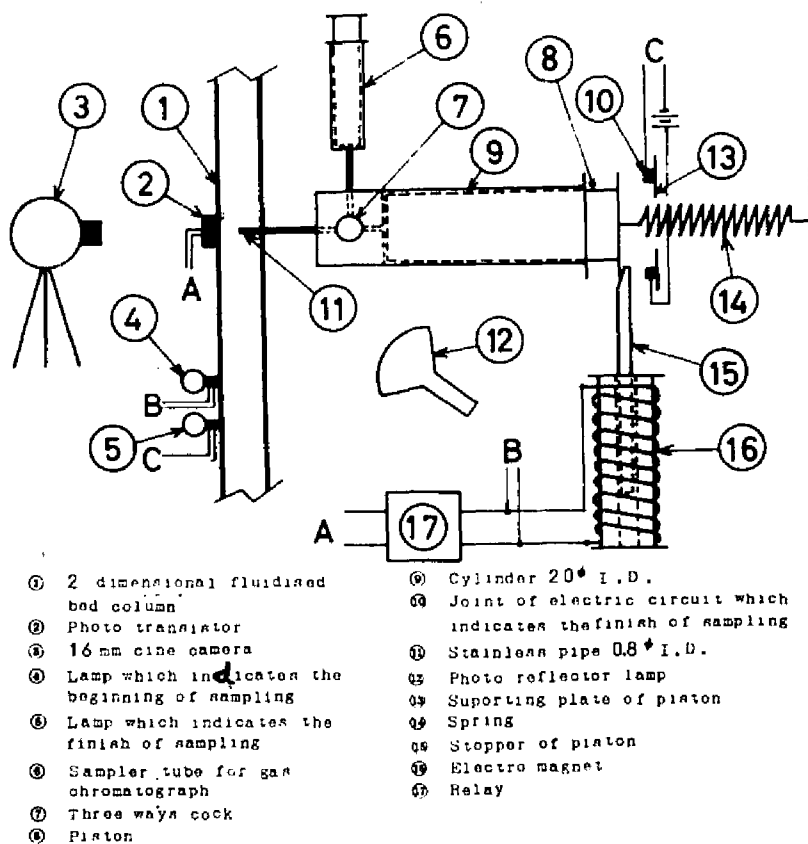


図 5 - 1 ナンプリング部分の概略図

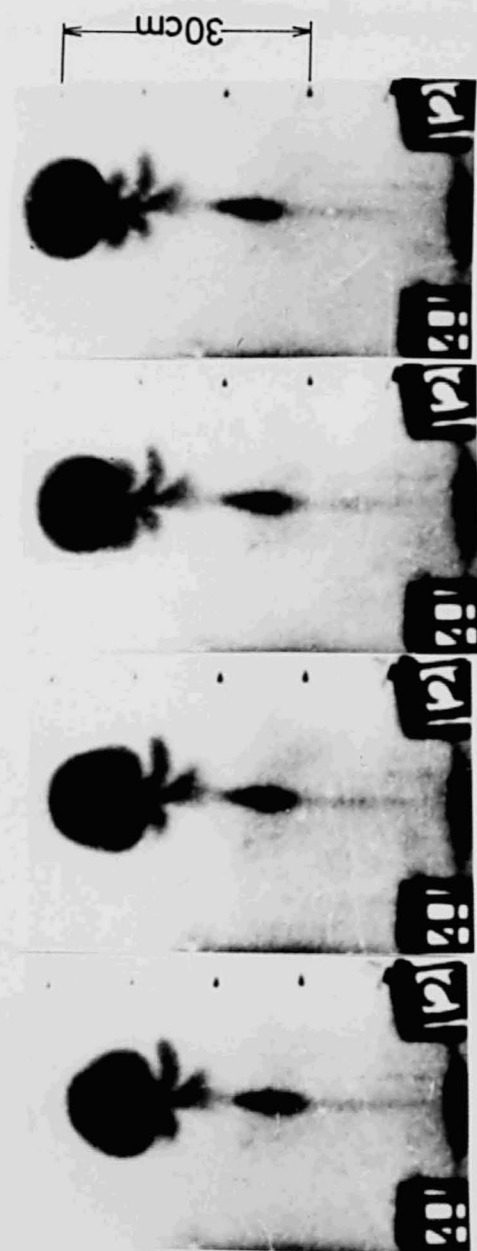
をえてモデルの妥当性を確かめた。

この気泡から直接ガスを採取してガス交換係数を求める方法は、気泡内部およびcloud内でガス濃度が一定であるという以外の仮定をする必要がなく可成実際に近い交換係数が得られる。

§ 5 - 1 実験装置，試料，実験方法

流動層装置は透明アクリル樹脂製の2次元流動層で巾40cm，高さ $\frac{120}{36}$ cm，奥行2cmのものを使用した。流動化ガス（空気）の整流には65～80[#]ガラス球の充填層（高さ8cm）を用いた。NO₂ガスによる実験においてはNO₂ガスの褐色を強めるため装置全体を約50℃の空気浴の中にいれ，流動化ガスもシリカゲル充填層を通し水分をとりヒーターで加熱して実験を行なった。流動層をほぼ最低流動化状態にし電磁弁によりNO₂ガスを層底部にとりつけた内径8mmのノズルから吹込み，単一気泡を作った。気泡が上昇する間のNO₂ガスの挙動を順光で16mmシネカメラ（32コマ/sec）に収め，フィルム解析器で状態変化を解析した。試料粒子には42～48[#]及び80～100[#]ガラス球を使用した。

CO₂ガスを同じく電磁弁により吹込んで実験を行なった。CO₂ガスの単一気泡が上昇する間に高さ方向の2点（ノズルから40cmおよび70cm）で気泡内のガスを採取しCO₂ガスの濃度をガスクロで分析した。サンプリング部分の概略を図5-1に示した。気泡がサンプリング部分に達すると層を光が透過し②のフォトランジスタが光を感じ⑦のリレーが働く。リレーにより⑬の電磁石が働き⑮のピストンの留金がはずされバネ⑭がピストン⑮を引張るのでガスが⑨のシリンダー内に急速に採取される。採取量は約2～3ccで，採取時間は1/24secである。採取開始時には④のランプ，完了時には⑤のランプが点燈して採取時間を表わす。⑨に採取されたガスは⑦の3方コックをまわし⑧のピストンを押して，⑥のガスクロ用のサンプル管に採取する。16mmシネカメラで流動層全体を逆光で撮影して（48コマ/sec）気泡の大きさ及び速度を求め



(a) (b) (c) (d)
Time interval of each photograph is $1/16$ sec.

図 5 - 2 Cloud からのガスの流出

ると共にサンプリングが気泡内で行なわれていることを確認した。試料粒子には24~28#, 42~48#, 60~65#及び80~100#のガラス球を使用した。

§ 5-2 NO₂ガスによる実験結果とガス交換モデル

5-2.1 NO₂ガスによる実験結果

気泡上昇中のNO₂ガスの挙動はRoweら⁵⁾の得た結果と同様なものである。その1例を[図5-2]に示す。結果をまとめると次の如くである。

- ①気泡の周りにcloudが形成されその大きさは α が大きい場合(80~100#ガラス球)に小さく、小さい場合(42~48#ガラス球)に大きかった。
- ②[図5-2]に示したようにcloudのガスが切り離され気泡の後方にクリスマスツリー状にNO₂ガスが残されていくのが認められた。以後このことをcloudからのガスの流出とよぶ。
- ③cloudからのガスの流出の回数は42~48#ガラス球では平均1秒間約3回、80~100#では約倍の8回程度であった。そのため80~100#ガラス球の場合は一見すると連続的にガスが流れ出すように見えた。
- ④cloudから気泡後方に出ていくガスは80~100#ガラス球のように小粒子の方が多い。

cloudからガスが流出する機会をフィルム解析器により1コマずつ観察するとガスの流出は気泡速度が大きくなった時に起るのが認められた。気泡の速度および気泡の径(横巾)をフィルム解析器で測定すると[図5-3](CO₂ガスによる実験結果である。)に示したごとく単一気泡といえども速度変動がある。又気泡径の方も図からわかるように速度が大きい時に小さくなり気泡が縦長となり、速度が小さい時に大きくなり扁平となる。これらの実験結果とDavidsonら⁶⁾の得た気泡の周りのガスの流れ函数

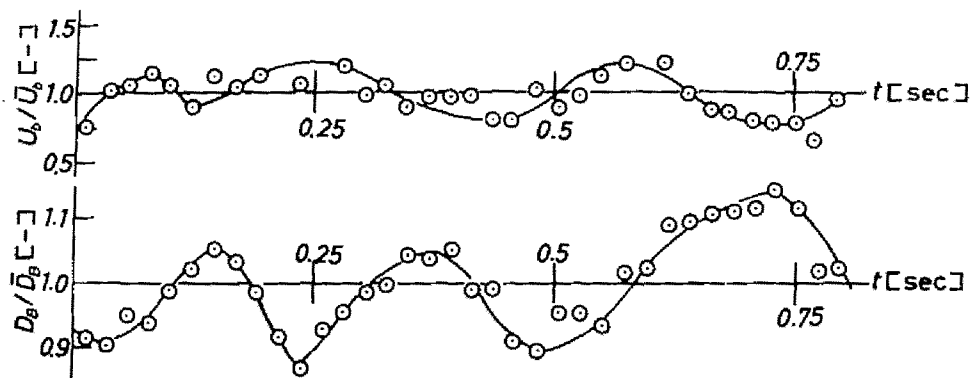


図5-3 気泡の速度と径の変動の例 60~65°ガラス球

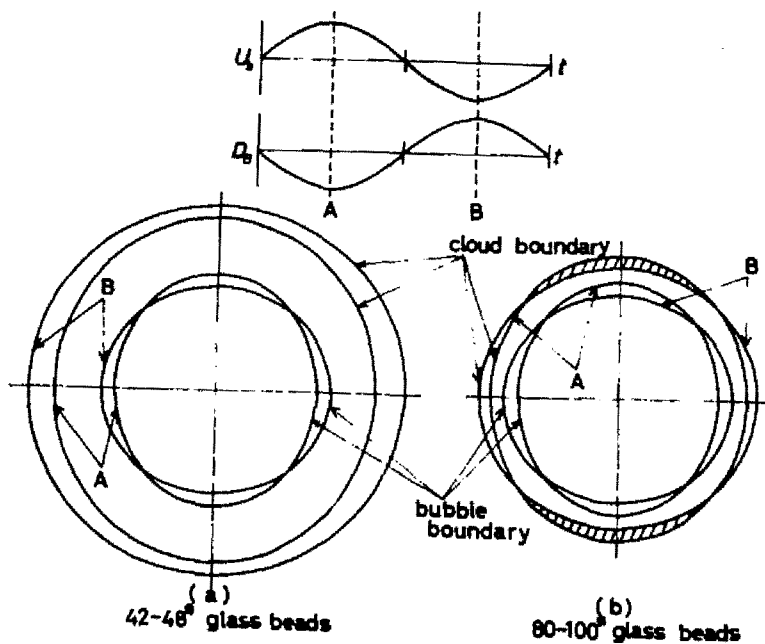


図5-4 気泡速度および径の変動にともなうcloud境界の変動の定性的説明

$$\psi_r = (U_b - u_0) \sin \theta \cdot r - \frac{(U_b + u_0) a^2 \sin \theta}{r} \quad (5-1)$$

から cloud からのガスの流出は定性的に次のようにして起るといえる。

まず, cloud について述べる。

式(5-1)において流れ函数の値が0となる位置は $\theta = 0$ および半径 $R = \sqrt{(\alpha+1)/(\alpha-1)} \cdot a$ の円 ($R > a$) すなわち cloud 境界の外周とであるが, この円は $\psi_r = 0$ なのでその円を横切って流体がながれない。式(5-1)は気泡に対する相対流れの式なのでこの円内のガスは気泡と共に上昇する。これが cloud とよばれるものである。cloud 内では式からわかるように流体は気泡中心部を上にあがり cloud 内の粒子層を下降する循環流をなしている。

今気泡速度が変化すると考えるから $\psi_r = 0$ となる位置は刻々変わるが平均上昇速度のときの $\psi_r = 0$ の円内を平均の cloud とよぶ。

速度が小となると式(5-1)から $\psi_r = 0$ となる位置すなわち cloud 径が大きくなる。cloud の外周は図5-4の(a)のBで示したように変化し平均の cloud 内のガスが外へ流れ出て cloud が図5-2の(b)のように気泡中心より下の部分でふくらむ。速度が大となると図5-4(a)のAで示したように cloud が小となりその時に図5-2(b)のようにふくらんだ部分のガスが(c), (d)のように切り離されて気泡の後方にのこされる。気泡径の変化はこの効果をさらに促進する。

上昇速度および気泡径の変化を図5-4のように sine curve 的に変化すると近似して変動部分の最大値の平均値に対する割合(K)を標準偏差から求めると平均20%, 気泡径のそれは(K')平均7%となった(CO_2 ガス実験の結果も含めた)。しかし速度および気泡径の変動の原因は明らかにできなかった。

以上からガス交換の機構は気泡速度および径の変化にともない cloud からのガスの流出が起り拡散がそれに重畳しているものといえる。しかしながら

cloud からのガスの流出と拡散を一緒にして取り扱うのは非常に困難なのでそれらを別々に考えてモデルをたて最後にそれらを加えることにした。

5-2.2 cloud からのガスの流出によるガス交換モデル

cloud からのガスの流出に対し次のようなモデルをたてた。気泡の上昇速度及び径が図 5-4 に示したように sine curve 的に変動すると考え、気泡径については変動するに従い平均の気泡の面積に等しい縦長および扁平な楕円形になると仮定する。

ガスの流れに対し Davidson ら⁶⁾ の得た式 (5-1) を拡張する。式 (5-1) に相当する複素ポテンシャル F は

$$F = \phi_f + i\psi_f = (U_b - u_0)z - \frac{(U_b + u_0)a^2}{z} \quad (5-2)$$

$$U_b = \bar{U}_b (1 + K \sin 2\pi \lambda t) \quad (5-3)$$

となる。 λ は 1 秒間の速度及び気泡径の変動の回数 (NO_2 ガス実験で約 3 回) である。式 (5-2, 3) は速度変動のみを考慮した流れを表わす。気泡が楕円形に変形することを考慮するため式 (5-2) を次式の楕円への等角写像函数

$$\bar{z} = z + \frac{P}{z} \quad (5-4)$$

で楕円の周りの流れに変換する。 P は時間により変化するもので次のようにして決める。

z 面でのある大きさの楕円が \bar{z} 面での半径 a' の円に対応するものとする。 \bar{z} 面で半径 a' の円の頂点および頂点から 90° の点は z 面ではそれぞれ式 (5-5, 6) となる。

$$a' + \frac{P}{a'} \quad (5-5)$$

$$a' = \frac{P}{a'} \quad (5-6)$$

式(5-5, 6)はそれぞれPが正のとき楕円の長軸および短軸(Pが負の時は逆)の半分を表わす。楕円の面積は平均の気泡半径aの面積に等しいと近似したので

$$\pi a^2 = \pi \left(a' + \frac{P}{a'} \right) \left(a' - \frac{P}{a'} \right) \quad (5-7)$$

なる関係が成立しなければならない。又楕円形の気泡の横巾の半分は式(5-6)に等しいので次式が成立する。

$$a (1 - K' \sin 2\pi \lambda t) = a' - \frac{P}{a'} \quad (5-8)$$

式(5-7, 8)から およびPが得られる。その結果K'が小さいので $a' \cong a$ となり, Pは次式で表わされる。

$$P = \frac{a^2}{4} \left[\frac{1}{(1 - K' \sin 2\pi \lambda t)^2} - (1 - K' \sin 2\pi \lambda t)^2 \right] \quad (5-9)$$

Pの値はあまり大きくない。Pおよびa'が決まるので式(5-4)をzにつき解き式(5-2)に代入して楕円の周りの複素ポテンシャルが得られる。

$$F = \phi_f + i\psi_f = \frac{(U_b - u_0)(\zeta + \sqrt{\zeta^2 - 4P})}{2} + \frac{2(U_b + u_0)a^2}{(\zeta + \sqrt{\zeta^2 - 4P})} \quad (5-10)$$

これより ψ_f を求めると

$$\psi_f = (U_b - u_0) \cdot \left\{ \rho \sin \theta + \left[Q - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& (\rho^2 \cos 2\beta - 4P) \}^{1/2} / \sqrt{2} \} / 2 \\
& - 2 (U_b - u_0) a^2 \{ \rho \sin \beta + [Q - \\
& (\rho^2 \cos 2\beta - 4P) \}^{1/2} / \sqrt{2} \} / S
\end{aligned} \tag{5-11}$$

$$Q = [(\rho^2 \cos 2\beta - 4P)^2 + \rho^4 \sin^2 2\beta]^{1/2} \tag{5-12}$$

$$\begin{aligned}
S = & \rho^2 + Q + \sqrt{2} \rho \sqrt{\cos^2 \beta} [Q + (\rho^2 \cos 2\beta - 4P)]^{1/2} \\
& + \sqrt{2} \rho \sin \beta [Q - (\rho^2 \cos 2\beta - 4P)]^{1/2}
\end{aligned} \tag{5-13}$$

式(5-11)で気泡外部を問題にするのでPは ρ^2 に比し小さいから式を簡単化すると

$$\begin{aligned}
\psi_f = & (U_b - u_0) \cdot \sin \beta \cdot \rho \left(1 + \frac{P}{\rho^2} \right) \\
& - \frac{(U_b + u_0) a^2 \sin \beta}{\rho} \left[1 + \frac{P}{\rho^2} (1 + 2 \cos 2\beta) \right]
\end{aligned} \tag{5-14}$$

となる。この流れ函数は時間により変化する。ただし粒子運動の慣性力は考慮していない。

図5-4の上の図A及びBの状態を式(5-14)と対照して模式的に示したのが図5-4(a), (b)である。図において cloud boundary としたのは式(5-14)で $\psi_f = 0$ となる位置である(実際には非定常なので cloud の境界はこのようには変らない)。(a)のように粒子径が大きく α の小さい場合にはBの状態の方が cloud の境界が大きい。(b)のように粒子径が小さく α が大きいときにはAおよびBの状態の cloud の境界が交錯する。5-2.1で cloud からのガスの流出は気泡が早くなるときに起ると述べた如く, (a), (b), の場合共に気泡が早くなるとき気泡の横の方に流し出された部分が切り離される。(b)の場合にはその時に気泡上部および下部で cloud がふくらむ。そして次に速度が

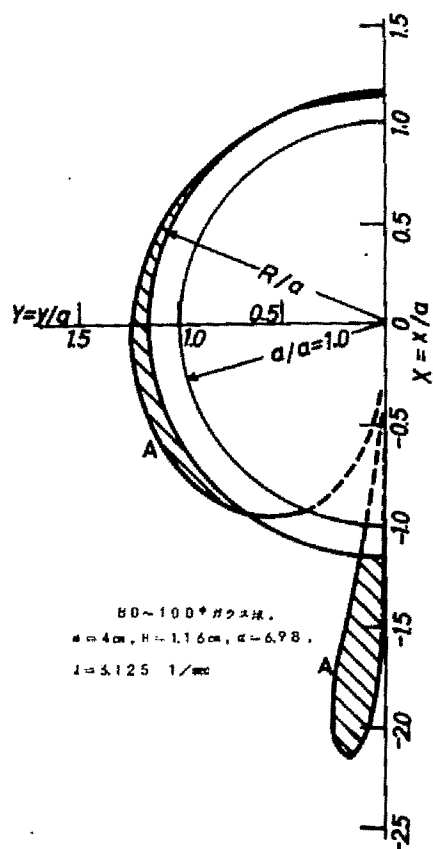


図5-5 気泡運動および球の変動の一周期後のclosed 曲線の drift line

遅くなるときその部分のガスが流し出される。すなわち速度および径の変動の一周期に2度ガスの流出が起ると考えられる。5-2.1の③に述べた如く80~100#ガラス球では流出の回数が42~48#の約倍であったのはこのためだと思われる。

式(5-14)によりガスの速度を求め平均の cloud の表面のある点にあったガスが速度および径の変動の一周期後に到達する位置を計算器により数値計算した。この計算を cloud 表面のいろいろな点にあるガスについて行ない到達する点を結べば平均の cloud の表面にあったガスの変動の一周期後の drift line がえられる。それを 図5-5 に示した。Aと印したのが drift line である。 λ は約3回/secであるが計算の都合上3.125回/secにとった。これからクリスマスツリー状のガスの流出の状態が説明される。drift line のうち平均の cloud 表面より外に出た部分と、cloud 表面とでかこむ斜線の部分にあるガスは変動がおこる前には平均の cloud 内にあったガスである。斜線部分のガスはその後再び平均の cloud 内に入ることなく cloud 後方に残されると考えられるので変動の一周期の間のガス交換にあずかるガスといえる。そこで斜線の部分の面積を図積分で計算し α^2 をかけて実際の面積を求めさらに図5-5がx軸に対称であることからその面積を2倍し、一周期の間に平均の cloud から外にでるガスの面積 A_{out} を求めた。又 A_{out} と等量の cloud 外のガスが平均の cloud 内に入りこむ。それは図5-5において drift lineが cloud 内に入りこんだ部分である。

面積 A_{out} から気泡表面積当りのガス交換係数 k_{gc} を次の物質収支から求めた。

$$k_{gc} \pi D_B (C_0 - 0) = \frac{\epsilon_{mf}}{1 + \frac{2\epsilon_{mf}}{\alpha - 1}} \lambda A_{out} (C_0 - 0)$$

これより

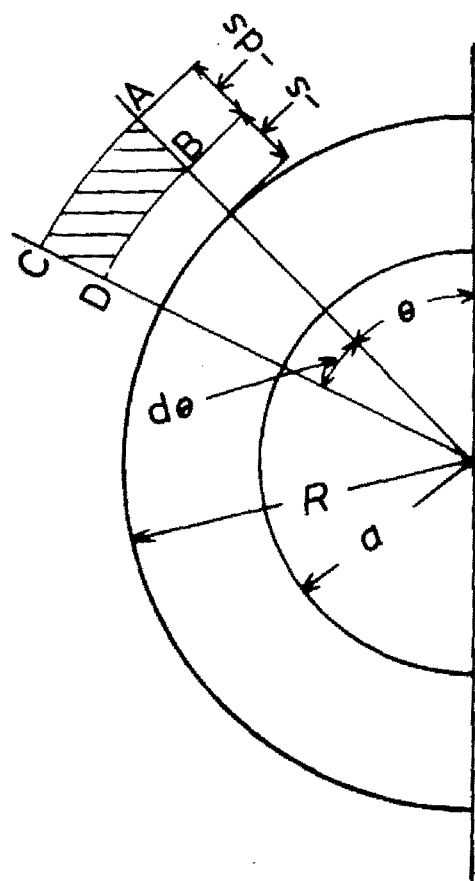


図5-6 Ky の計算のための cloud 表面近傍の座標

$$k_{gc} = \frac{1}{1 + \frac{2\epsilon_{mf}}{\alpha - 1}} \cdot \frac{\epsilon_{mf} \lambda A_{out}}{\pi \bar{D}_B} \quad (5-15)$$

が得られる。なお cloud と気泡内の濃度は同一であると仮定した。

式 (5-15) は cloud からのガス流出量から導びき出されるのであるが後に述べる実験で得たガス交換係数は cloud でなく気泡に対する物質収支をとって求めたものなのでそれと比較するため式 (5-15) の右辺の前の項を体積補正として乗じた。 k_{gc} の値は α の値が小さくなると A_{out} および体積補正係数が小さくなるので小さくなる。粒子径が大きくなると u_{mf} が大きくなり α が小さいので k_{gc} は小さくなる。又同一粒子でも \bar{D}_B が小さくなると小さくなる。

5-2.3 拡散によるガス交換

Davidson ら⁶⁾ が気泡と連続相の拡散によるガス交換係数を求めているがそれとほぼ同様の方法で cloud 表面からの拡散による交換係数 k_{gd} を求めた。cloud 表面近傍の座標を 図 5-6 の如くとり微小要素 $A B C D$ を考える。cloud 表面近傍で θ が 0 あるいは π の近くでなければ $A C$ および $B D$ はほぼ流線に平行と考えられる。故に $A C$, $B D$ を通るガスの流れはないと考えられ、又 $A B$, $C D$ を通しての拡散はガス速度に対して無視できるので次の微分方程式が得られる。

$$D_G R \left(\frac{\partial^2 c}{\partial s^2} \right)_\theta = v_G \left(\frac{\partial c}{\partial \theta} \right)_s \quad (5-16)$$

v_G は $A B$ を通るガス速度で θ の函数である。cloud 表面近傍であるから式 (5-1) を線形化した

$$\psi_f = 2u_0 (\alpha - 1) s \sin \theta \quad (5-17)$$

から v_G を求める。境界条件は $\theta = 0$ ($\psi_f = 0$) すなわち cloud 表面で $c = c_0$,

cloud より無限遠方 $s = -\infty$ ($\psi_f = -\infty$) で $c = c^* = 0$ にとった。

ψ_f と s の関係および次式に示す θ なる変数

$$\frac{d\theta}{ds} = 2Ru_0(\alpha-1)\sin\theta \quad (5-18)$$

を導入して式 (5-16) を書き変えると

$$D_G \left(\frac{\partial^2 c}{\partial \psi_f^2} \right)_{\theta} = \left(\frac{\partial c}{\partial \theta} \right)_{\psi_f} \quad (5-19)$$

となる。これを解くと

$$\frac{c-c_0}{c} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\eta} e^{-\eta^2} d\eta - 1, \quad \eta = \frac{\psi_f}{2\sqrt{D_G\theta}} \quad (5-20)$$

円形の cloud 表面が全て有効に働くと考えると cloud 表面より拡散する量 N_c は

$$\begin{aligned} N_c &= -2D_G \epsilon_{mf} \int_0^{\pi} R \left(\frac{\partial c}{\partial s} \right)_{s=0} d\theta \\ &= 2\epsilon_{mf} \sqrt{\frac{16D_G Ru_0(\alpha-1)}{\pi}} c_0 \end{aligned} \quad (5-21)$$

気泡表面積当りのガス交換係数を k_{GD} とすると

$$\begin{aligned} k_{GD} &= \frac{2\epsilon_{mf}}{1 + \frac{2\epsilon_{mf}}{\alpha-1}} \cdot \sqrt{\frac{4D_G Ru_0(\alpha-1)}{\pi^3 a^2}} \\ &= \frac{1.02 \epsilon_{mf}}{1 + \frac{2\epsilon_{mf}}{\alpha-1}} \sqrt{\frac{U_b D_G}{\bar{D}_B} \frac{(\alpha-1)}{a} \sqrt{\frac{\alpha+1}{\alpha-1}}} \end{aligned} \quad (5-22)$$

となる。 k_{gD} は拡散係数が大きくなると D_G の $1/2$ 乗に比例して大きくなる。 \bar{U}_b は \bar{D}_B のほぼ $1/2$ 乗に比例するので k_{gD} は $D_B^{-1/4}$ に比例するが大粒子では α が小さいので体積補正係数が非常にきいてきて \bar{D}_B が小さいと小さくなる。

5-2.4 モデルの問題点

cloud からのガスの流出と拡散は重畳して起るものであるがこれらを別々に求めて

$$k_{gt} = k_{gc} + k_{gD} \quad (5-23)$$

とした。又 cloud と気泡内部とは交換が速く同一の濃度と仮定している。これらの2点がこのモデルの大きな問題点である。

§5-3 CO_2 ガスによる実験結果

サンプリング間隔を ℓ_{cm} ，下部のサンプリング位置の CO_2 の濃度を c_1 ，上部のそれを c_2 とする。気泡の形は円形と近似する。物質収支より次式が成立する。

$$-\frac{\pi}{4} \bar{D}_B^2 \frac{dc}{dt} = k_{gt} \pi \bar{D}_B (c - c^*), \quad c^* = 0 \quad (5-24)$$

又気泡上昇距離 ℓ と時間 t の関係は

$$\bar{U}_b dt = d\ell \quad (5-25)$$

である。積分して次式を得る。

$$k_{gt} = \frac{\bar{D}_B \bar{U}_b}{4\ell} \ln (c_1/c_2) \quad (5-26)$$

式(5-26)より気泡表面積当りのガス交換係数を求めた。気泡1つ1つについて計算すると k_{gt} のデータのばらつきは非常に大きかった(特に42

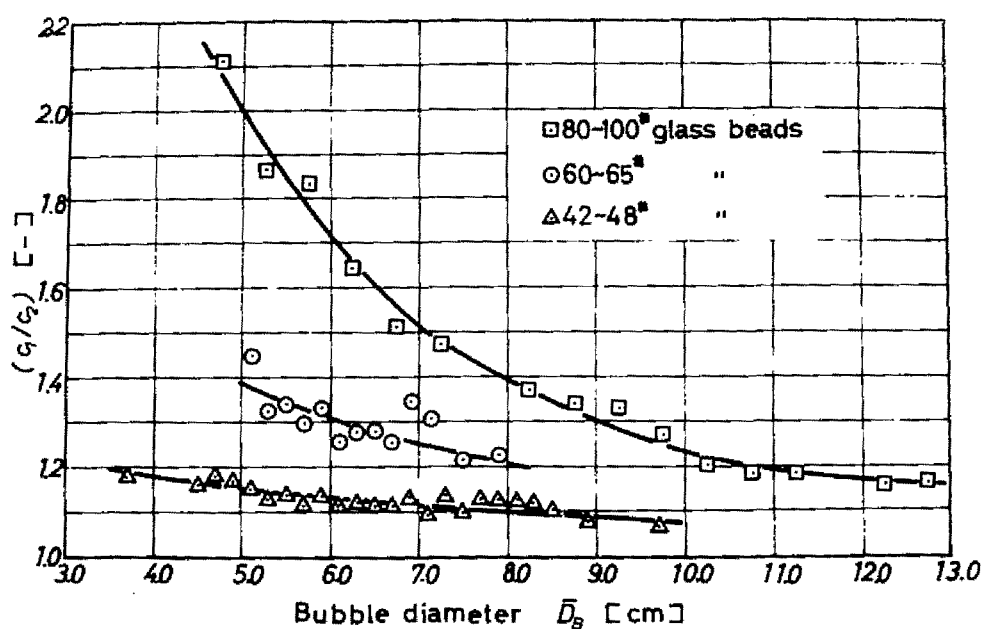


図5-7 下のサンプリング点のCO₂濃度と上のサンプリング点の濃度の比

(c_1 と c_2 はノズルから40と70cmにおけるCO₂濃度)

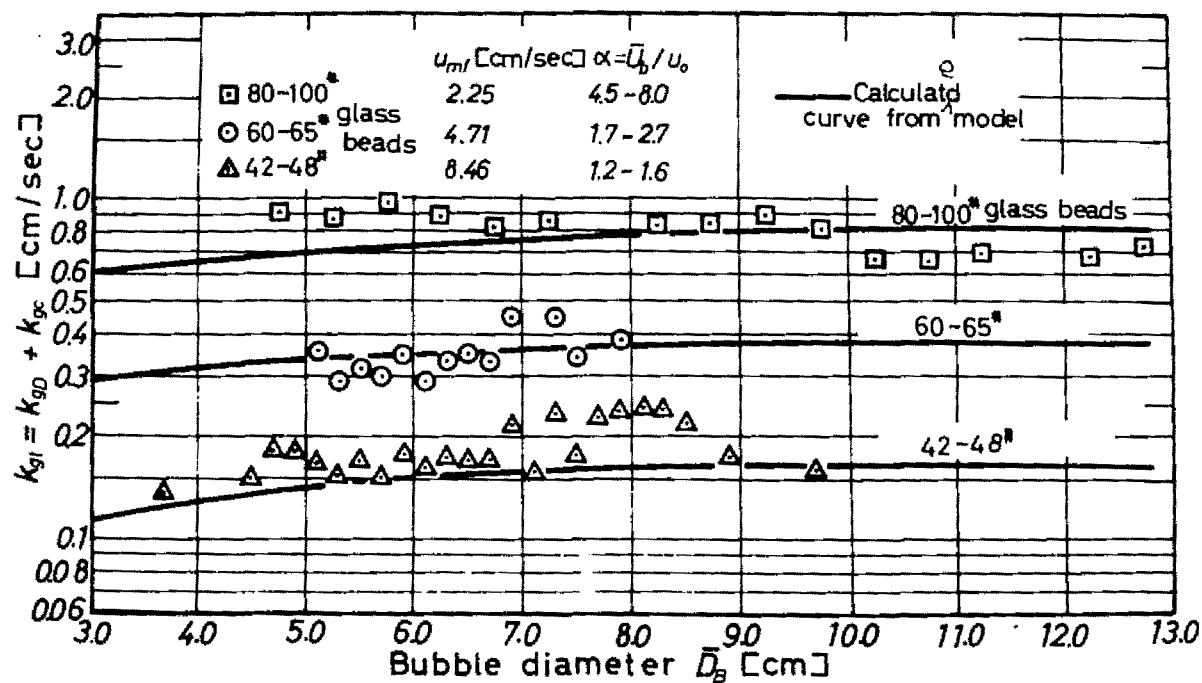


図5-8 気泡と連続相間のガス交換係数

～48# ガラス球では±100% 程度になった)。そこで気泡径を区分にわけその区分に入る気泡の濃度比 (c_1/c_2) の平均値を求め [図 5-7] に示した。サンプリング位置の間隔は 30 cm である。気泡径が大きくなるに従い又粒子径が大きくなるに従い濃度比が小さくなっている。上述のデータには気泡が割れた際のデータは含まれていない。そのデータは 42～48# ガラス球では特に濃度比の増加が目立った。NO₂ ガスによる実験においても気泡が分裂する際には気泡からガスが流れ出すのが認められた。特に 42～48# ガラス球では多量のガスが流れ出た。鞭ら⁷⁾は気泡が分裂したり会合したりする際のガスの挙動が重要であると指摘しているが上に述べた如く特に大きい粒子の際にはその影響が大きいものと思われる。

24～28# ガラス球 ($\alpha < 1$) においては下のサンプリング位置ですでに CO₂ の濃度は 0 であった。すなわち式 (5-1) から考えてガスが気泡を貫通したものと考えられる。

図 5-7 の濃度比を使用して k_{gt} を求め [図 5-8] に示した。 α が大きくなると共に値が大きくなっている。モデルによる結果を実線で示した。両者は比較的良好な一致を示しモデルの妥当性を示していると考えてよい。モデルによる計算の結果の数例を k_{gD} および k_{gc} について [表 5-1] に示した。

表 5-1 モデルから計算したガス交換係数

particle	\bar{D}_B [cm]	α [-]	k_{gD} (cm/sec)	k_{gc} (cm/sec)	k_{gt} (cm/sec)
42～48# glass beads $u_{mf}=8.46$ [cm/sec]	3.0	1.22	0.0738	0.0388	0.113
	5.0	1.33	0.0940	0.0453	0.139
	8.0	1.43	0.106	0.0527	0.159
	10.0	1.49	0.111	0.0531	0.164
60～65# glass beads $u_{mf}=4.71$	3.0	1.72	0.200	0.0999	0.300
	5.0	2.02	0.218	0.119	0.337
	8.0	2.39	0.226	0.135	0.361
	10.0	2.52	0.230	0.142	0.372
80～100# glass beads $u_{mf}=2.25$	3.0	4.66	0.350	0.268	0.618
	5.0	5.75	0.347	0.337	0.684
	8.0	6.98	0.318	0.455	0.773
	10.0	7.65	0.306	0.496	0.802

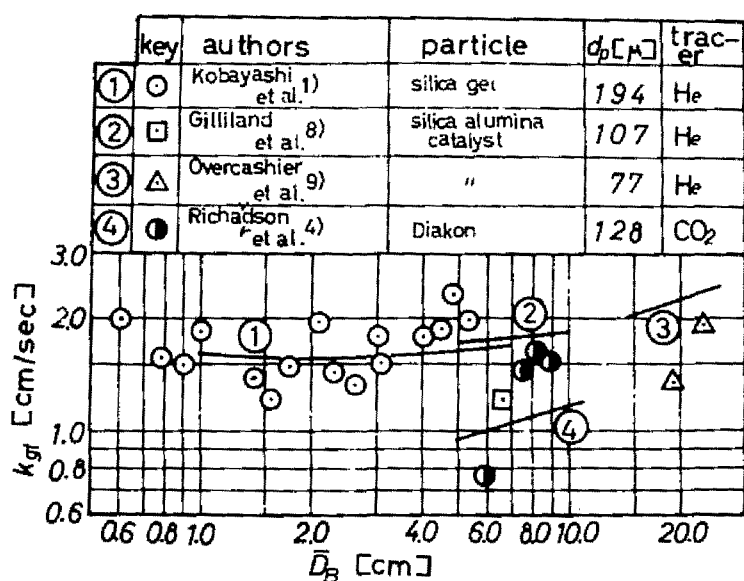


図5-9 他の研究者のガス交換係数

(実線は他の研究者の実験条件に対し本研究のモデルから計算した値を示す)

図5-9 に他の実験者の値を示した。小林ら¹⁾，Gillilandら⁸⁾，Overcashierら⁹⁾の値は小林らが文献1)にまとめたものを気泡表面積当りの値に換算し示したものである。Richardsonら⁴⁾の値は彼等の結果を第1章に述べた気泡体積と気泡径および上昇速度の關係を使用して計算したものである。全て3次元流動層による結果である。又小林ら，Gillilandら，Overcashierらの結果はHe-Air系で自然発生する気泡について層全体として代表径をとって示されたものである。Richardsonらのデータはほぼ単一気泡で，CO₂-Air系の結果である。

これらは3次元流動層の結果であり，又連続的に発生する気泡についての結果であって会合，分裂の影響が加わっているので本研究の2次元でしかも単一気泡のモデルと直接比較することはできないが試みにそれぞれの実験者の実験条件でモデルより交換係数を計算してみた。それが図5-9の実線である。

結 論

NO₂ ガストレーサーによる実験により気泡と連続相のガス交換の状態を知り，ガス交換のモデルをたてて気泡表面積当りのガス交換係数 k_{gt} を計算した。又CO₂ ガス実験により k_{gt} を求めモデルと比較した。その結果モデルは大きな近似を含んでいるにもかかわらず実験結果をほぼ説明することができた。

なお気泡から直接ガスをサンプルする方法は，単一気泡ばかりでなく連続気泡の場合にも使用できる。又，フォトランジスタで気泡の通過を感じさせる方法を電気容量法，光線透過法等に変えれば，3次元流動層においても使用可能である。

<附記> 本章の主な内容は化工協会第1回秋期大会（P.55，大阪10月（1967））で発表した。

第5章の使用記号

A_{out}	気泡の速度および径の変動の一周期後に平均の cloud から外に出た ガスの占る面積	$[cm^2]$
a	気泡半径	$[cm]$
a'	z 面の楕円に対応する z 面での円の半径	$[cm]$
c	ガスの濃度	$[-]$
c^*	cloud より無限遠のガス濃度	$[-]$
c_0	cloud 内のガス濃度	$[-]$
c_1	下のサンプリング位置のガス濃度	$[-]$
c_2	上の " "	$[-]$
D_B	気泡径	$[cm]$
\bar{D}_B	平均気泡径	$[cm]$
D_G	ガスの拡散係数	cm^2/sec
d_p	粒子径	$[\mu]$
F	複素ポテンシャル	$[cm^2/sec]$
i	単位複素数	$[-]$
K	気泡上昇速度の変動部分の最大値と平均速度の比	$[-]$
K'	気泡径の変動部分の最大値と平均気泡径の比	$[-]$
k_{gc}	cloud からのガスの流出による気泡表面積当りのガス交換係数	$[cm/sec]$
k_{gD}	拡散による気泡表面積当りのガス交換係数	$[cm/sec]$
k_{gt}	全体の気泡表面積当りのガス交換係数	$[cm/sec]$
ℓ	2つのサンプリング位置の距離	$[cm]$
N_c	cloud からの注目ガスの移動量	$[cm^3/sec]$
R	cloud 半径 $\sqrt{(\alpha+1)/(\alpha-1)} a$	$[cm]$
r	極座標	$[cm]$

s	: 図 5-5	[cm]
t	: 時間	[sec]
u_0	: u_{mf}/ϵ_{mf} , 連続相の間隙速度	[cm / sec]
u_{mf}	: 最低流動化速度	[cm / sec]
U_b	: 気泡上昇速度	[cm / sec]
\bar{U}_b	: 平均気泡上昇速度	[cm / sec]
v_G	: 流線に沿った間隙ガス速度	[cm / sec]
x	: 気泡の上昇方向	[cm]
y	: x に直角な方向	[cm]
z	: $= re^{i\theta}$	[cm]
α	: \bar{U}_b/u_0	[-]
β	: ζ 面における極座標	[rad.]
ϵ_{mf}	: 最低流動化時空間率	[-]
ζ	: $= \rho e^{i\beta}$	[cm]
θ	: z 面における極座標	[rad.]
λ	: 気泡上昇速度と径の変動回数	[回 / sec]
ρ	: ζ 面における極座標	[cm]
ϕ_f	: 速度ポテンシャル	[cm^2/sec]
ψ_f	: 流れ関数	[cm^2/sec]

第5章の引用文献

- 1) 小林晴夫，荒井深，砂川隆久：化学工学，31，239 (1967)
- 2) Lewis, W.K., Gilliland, E.R., and Glass, W. : A.I.Ch. E. Journal, 5, 419 (1959)
- 3) Szekely, J. : "Interaction between Fluids and particles" (Instn. Chem. Engrs., London) P.197 (1962)
- 4) Richardson, J.F. and Davies, L. : Trans. Instn. Chem. Engrs., 44, 293 (1966)
- 5) Rowe, P.N., Partridge, B.A. and Lyall, E : Chem. Eng. Sci., 19, 973 (1964)
- 6) Davidson, J.F. and Harrison, D. : "Fluidised Particles" Cambridge University Press. (1963)
- 7) 靱嶺，森滋勝，志知龍一：第4回総合シンポジウム，P.31, 東京(1965)
- 8) Gilliland, E.R. and Mason, E.A. : Ind. Eng. Chem., 44, 218 (1952)
- 9) Overcashier, R.H., Todd, O.B. and Olney, R.B. : A.I.Ch. E. Journal, 5, 54 (1959)

第6章 気泡の発生と流動層底部の挙動

緒言

ガス系流動層において気泡の挙動の重要性が指摘されていらいそれに対する数多くの研究がなされてきている。しかし研究の対象は主に発生した後の層上部での気泡の状態例えば焼結金属板のような均一流れに整流する整流板を用いた流動層においても気泡がなぜ発生するのかをとりあつた研究は多くない。又、流動層を表面蒸発期間の乾燥に使用する際には熱及び物質移動速度は非常に早く、吹込まれた熱いガスはわずか層高10~20mmで層の温度とほぼ同じとなり、低湿度のガスも10~20mmで飽和湿度となってしまう¹⁾。これは流動層が小粒子を使用するからでもあるが、流動層上部の気泡と連続相からなる2相的性質から考えられる結論では説明することができない。これより層のごく底部では層の上方とちがった現象が起っているものと考えられる。触媒反応のように比較的速度過程の遅い場合にはこの層ごく底部の状態はあまり問題とならないが、反応速度が表面の移動現象と同程度の速さにあるものではこの底部での移動現象が非常に重要になってくるものと思われる。しかしながら層底部での移動現象については実験結果が述べられているのみでその機構は明らかでない。

このように気泡発生の原因および移動現象の機構がなかなか明確にされない主な原因はそれらの現象が整流器直上数mm~20mm以内で完了してしまうため実験的に非常に把握しにくいからである。

気泡発生の原因に関する理論的研究ではRuckenstein²⁾、Jackson³⁾、Pigford⁴⁾のものがある。それらはいずれも均一に膨脹した流動層に微少な外乱が入った場合に運動方程式を摂動法で解いたもので、その外乱は増巾されて層を波のように上昇することを予知し、均一な流動層は常に不安定であることを述べている。この増巾された乱れが気泡に成長するものと思われる。

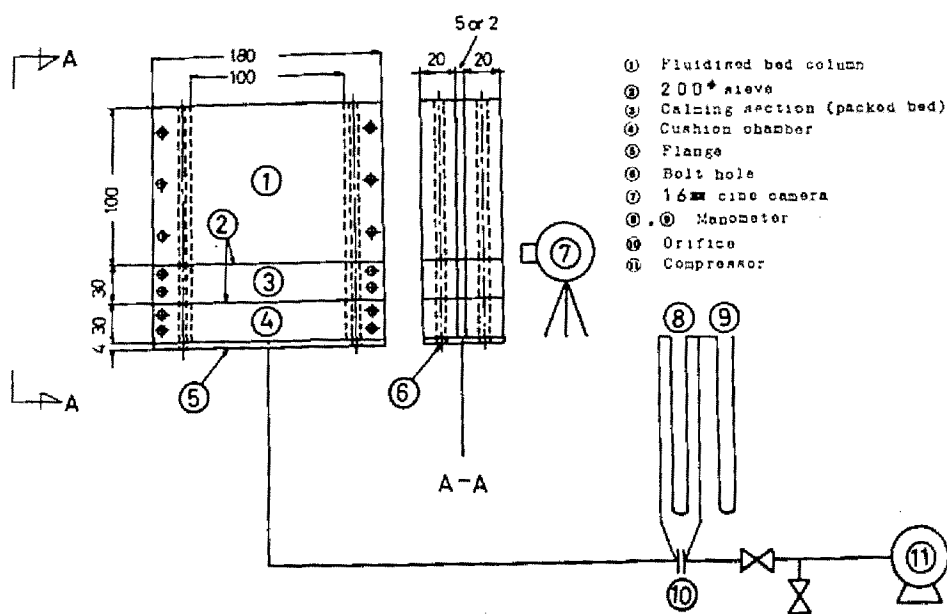


図6-1 実験装置の概略図

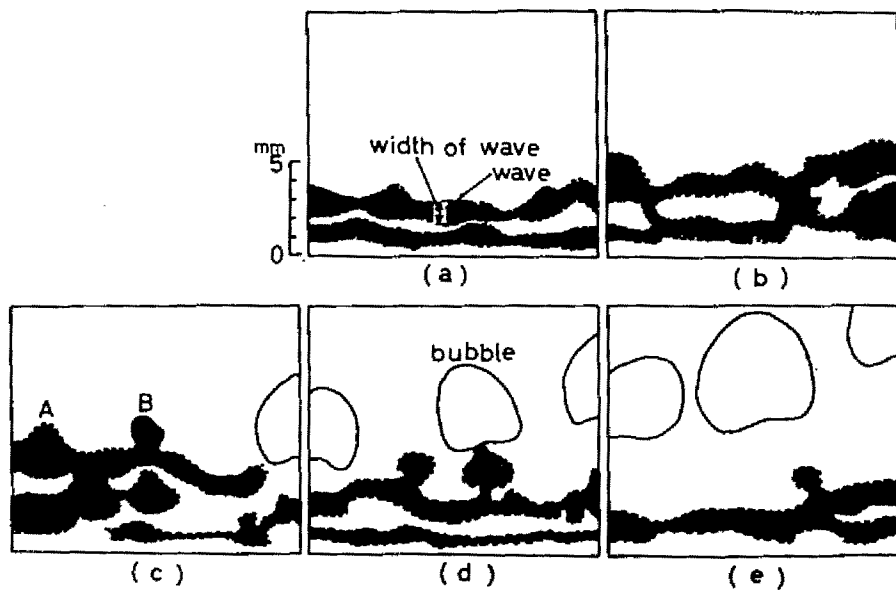


図6-2 気泡の発生過程 (80~100 μ ガラス球, $u/u_{mf}=3.98$, $L_R=2.07cm$)

実験的研究では Hiby⁵⁾ のものがあるにすぎず、流動層が周期的な振動を起すことをみとめそれが気泡の発生と関係があるのではないかと報告している。

層底部での熱および物質移動に関する実験的研究には Kettenring⁶⁾ の研究等多数の研究があるがその結果は実験者によって定性的にも一致しないものが多い。

本研究においては気泡の発生の原因を調べ、熱および物質移動の機構を明らかにする手掛りをうる目的で流動層のごく底部の状態の研究を行なった。

§ 6-1 実験装置および実験方法

実験装置の概略図を **図 6-1** に示す。本体は高さ 10 cm，巾 10 cm，奥行 2 mm または 5 mm の小型 2 次元流動層で材質は透明アクリル樹脂である。試料粒子 (24 ~ 28 #, 42 ~ 48 #, 80 ~ 100 # ガラス球) を数 mm から数 cm の種々の高さに充填し空気で流動させ流動層最底部すなわち整流部直上の状態を逆光で 16 mm シネカメラ (約 64 コマ/sec) で近接撮影を行なった。24 ~ 28 # ガラス球を使用した際には奥行 5 mm, 42 ~ 48 #, 80 ~ 100 # ガラス球を使用した際には奥行 2 mm の流動層を使用した。撮影したフィルムはフィルム解析器によって原寸の約 10 倍に拡大して解析した。

§ 6-2 実験結果

6-2.1 気泡発生の状態

整流部直上で気泡が発生する状態をフィルム解析器上で写しとった。その 1 例を **図 6-2** に示した。80 ~ 100 # ガラス球 $u/u_{mf} = 3.98$ の例である。a, b, c, d, e の時間間隔は約 1/64 sec である。図において黒くぬりつぶした部分は粒子濃度の小さい部分である。気泡の発生の過程を説明すると次の如くである。

- (1) (a) 図の如く層底から粒子の粗密の波のようなものが発生する。
- (2) (b), (c) 図の如く発生した波が上昇する際に乱れ A, B 等のように突出し

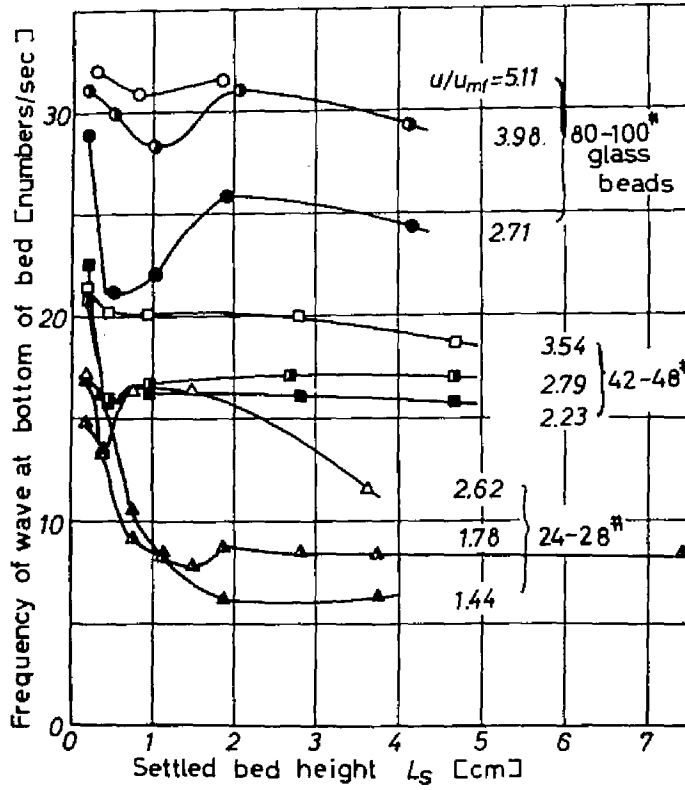


図6-3 層底での波の発生頻度と静止層高さの関係

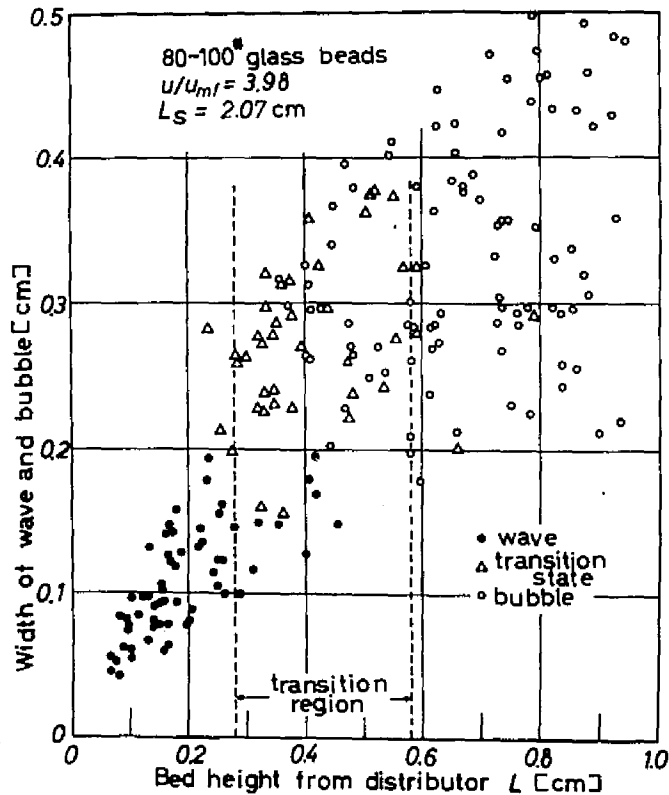


図6-4 波の中、気泡の大きさと底面からの高さの関係

た部分が出てくる。波が上昇するのは粒子の粗な部分を粒子が落下するためである。

(3) 突出した部分が気泡となる。

このように気泡の発生の原因となるものは層底で発生する粒子の粗密の波であるといえる。波の発生については後述する簡単なモデルからも説明できるが Jackson²⁾ の理論的解析によって予知されている。

6-2.2 層底部における波の発生の頻度

6-2.1で述べた波の発生の頻度を層底で測定した。それを **図6-3** に示す。横軸は充填した静止層高さを示し、縦軸は層底において1秒間に波が何回発生するか示したものである。静止層高さが小さいと層底での波の発生頻度が大きく静止層高さを増すと減少する。しかしある程度以上になるとほぼ一定となっている。一定となる前に頻度極小の点が存在する。粒子径が小さくなると頻度は増大し流速が増加すると頻度が増大する傾向がある。

6-2.3 波の巾と層高さの関係

図6-4 に波の巾（粒子の濃度の小さい所の垂直方向の高さ）および気泡の垂直方向の径と層高の関係を示す。非常にばらつきが大きい層高とともに波の巾が増大し気泡径も大きくなっている。これは波が2つ一緒になったり波が自然に増巾していることを示している。波の状態と気泡の状態の間に波とも気泡ともいえないような状態が存在し、それを遷移状態と名付けそれらの存在する層を遷移領域とよび、遷移状態のはじまる層高を遷移高さと呼ぶ。図からわかる如く最初に発生する気泡は非常に小さい。

6-2.4 波の上昇速度

波の上昇速度と層高の関係の例を **図6-5** に示す。これも非常に大きなばらつきを示しているが波の上昇速度は他の条件の場合も含めて平均して1～

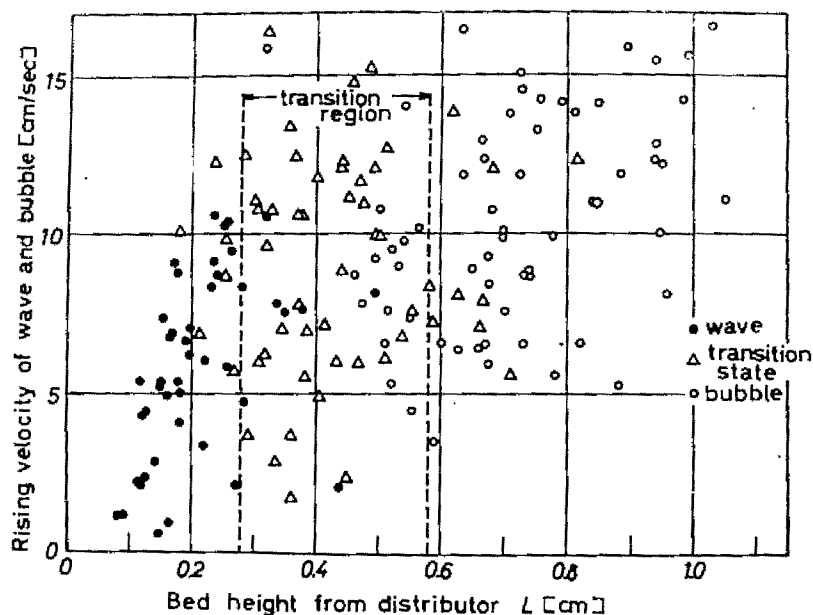


図6-5 波および気泡の上昇速度と配面からの高さとの関係 (80-100^{*} ガラス珠, $u/u_{mf} = 3.98$, $L_0 = 2.07$ cm)

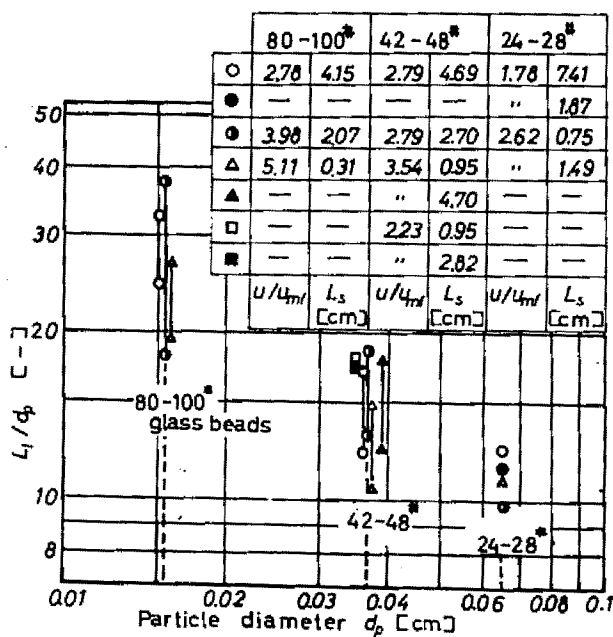


図6-6 造粒結果

10 cm/secぐらいである。

6-2.5 遷移高さ

波から気泡に変わる層高さと粒子径の関係を 図 6-6 に示す。遷移高さの絶対値は粒子径が大きくなると高くなっているが遷移高さと粒子径の比は小粒子の方が大きい。図中点のみで示したものは遷移領域の巾がせまかったものあるいは遷移領域の上限がカメラの視野に入らなかったものである。

6-2.6 波の横巾 1 cm 当りの気泡発生個数

6-2.1 において波から気泡が発生することを述べたが波の横巾 1 cm 当りに気泡がいくつ発生するかを求めてみた。それを 表 6-1 の column 4 に示す。

表 6 - 1

①	②	③	④	⑤	⑥
粒 子	u/u_{mf} [-]	L_s [cm]	波の単位横巾 当りの気泡 発 生 個 数 [1/cm]	波の単位横巾 当り 1 秒間に 発生する気泡 個数 [1/(cm, sec)]	波の巾の最大値 [cm]
42~48 #	2.23	0.95	1.30	20.8	0.24
	2.23	2.82	1.28	20.5	0.23
	2.79	2.70	1.82	30.4	0.38
ガラス球	2.79	4.69	1.84	30.7	0.21
	3.54	0.95	1.74	33.1	0.26
	3.54	4.70	1.81	34.4	0.29
80~100 #	2.78	4.15	2.48	59.5	0.26
	3.98	2.07	2.10	63.0	0.26
	5.11	1.87	2.31	71.6	0.21
ガラス球					

24~28 # ガラス球ではカメラの視野の上端でほぼ遷移状態であり気泡としてはっきり見えなかったので求めることができなかった。

表の column 5 は column 4 の値に波の発生頻度をかけたものすなわち 1 cm 当

り1秒間に発生する気泡の個数を示してある。図6-4をみると最初にできる気泡の大きさは波の巾の最大値に近いことがわかる。波の巾の最大値をcolumn 6に示した。波の巾の最大値を最初にできる気泡の大きさと仮定し気泡の体積を求めcolumn 5の値に装置の巾をかけて最初にできる全気泡頻度を求めれば気泡として流れる流量 V_b がえられる。80~100# ガラス球, $u/u_{mf}=3.98$ の例をとり V_b を求め $(V - V_{mf})$ との比をとってみると

$$\frac{V_b}{V - V_{mf}} = 0.47$$

となった。他の例からも同様の結果を得るので層のごく底部では2相説が成立していないことがいえる。なお第2章に述べたように気泡相として cloud も含めたとしてもはるかに2相説に達しない。

§ 6-3 波の発生に対するモデル

波の発生が気泡の発生の原因であることがわかったが、波の発生の原因について次のように考えた。

最低流動化状態にある層に突然それ以上の一定流量のガスが流れる場合を考える。層の重量は最低流動化速度でささえられ平衡をたもっていたのであるからそれ以上の速度でガスが流れると層全体は一体となってもちあがることになる。それは層内到处で空間率が等しく流体からうける力はすべて同じだからである。層が一体となって持ち上がると層最下端と整流器上端の間が開く。このような際 Busyman ら⁶⁾ の実験によると最下端(第1層)のうける流体抵抗はそれより上の層とくらべて小さくなっている。これより最下端の粒子層はその上の粒子層よりも流体から受ける力が小さくなるので最下端とそれより上の層との間が少々開く。最下端の粒子層は上向き速度をもっているがどんどん上の層との間が開くのでますます流体抵抗がへり逆に下方へ落下するようになる。その時には第2層はそれより上の層の最下端となっているのですでに第

3層以上の層との間は開きやがて落下してくる。第1層は落下するにしたいが整流器に近ずき空間率がへるので流体抵抗がふえるが落下の際の慣性力によって整流器まで落ちてしまう。つづいて第2層、第3層も落下してきて整流器上に幾層かの密となった層群ができこの層群が一体となってまた上昇しはじめる。すると又第1層が離れて落下していくが密な層群の上端にそれより上の層から層が落下してきて密な層群はしようめつしない。すなわち密な層群の下端から次々に層は落下するが上端にはまた新しい層が次々にのってくるのでその層群は層の上方へ移動していく。これが波である。このような過程がくりかえされ次々に整流器上から粒子の粗密の波が発生し層を上昇する。

これらを数式で表現し波の発生する状態を示すために次のようなモデルをたてた。

流動層に Carman の充填層の式が適用できると仮定し、それから1つの粒子に対する流体抵抗を求める。

Carmanの式は

$$\frac{\Delta P}{L} = \bar{f} \frac{S_v \cdot (1-\epsilon) \cdot (u-v)^2 \rho_f}{\epsilon^3} \quad (6-1)$$

抵抗係数 \bar{f} は

$$\bar{f} = \frac{5}{Re} + 0.4 Re^{-0.1} \quad (6-2)$$

で Re および S_v は次式で表わされる。

$$Re = \frac{\rho_f (u-v)}{S_v \mu (1-\epsilon)} \quad (6-3)$$

$$S_v = 6/d_p \quad (6-4)$$

空間率を ϵ 、層断面積を A_t 、層高さを L とすると体積 ($A_t \cdot L$) の中に存在する粒子の個数 N は

$$N = \frac{A_t \cdot L \cdot (1 - \epsilon)}{\frac{1}{6} \pi d_p^3} \quad (6-5)$$

層全体には $\Delta P \cdot A_t$ の力が働いているから 1 つの粒子に働らく流体抵抗 R は

$$R = \frac{\pi}{6} d_p^3 \frac{\Delta P \cdot A_t}{L \cdot A_t (1 - \epsilon)} \quad (6-6)$$

となり式 (6-1) を代入すれば

$$R = \frac{\pi}{6} d_p^3 \cdot \bar{f} \frac{S_v (u-v)^2 \rho_f}{\epsilon^3} \quad (6-7)$$

となる。1 つの粒子に対する力のバランスをとると

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_s \frac{dv}{dt} = R - \frac{\pi}{6} d_p^3 g (\rho_s - \rho_f) - \frac{\pi}{6} d_p^2 \rho_f m \frac{d(v-u)}{dt} \quad (6-8)$$

となる。式 (6-8) の最後の項の $(\pi/6) \cdot d_p^2 \rho_f m$ は非定常運動の際に考慮しなければならない見掛の質量で粒子が球形であれば $m=1/2$ (完全流体) である。

次に式 (6-8) に入ってくる空間率 ϵ が問題であるが簡単のために次のような大胆な仮定をおいた。すなわち粒子は碁盤目状に粒子どうし互に接触した層が多数重なったものとする。層が膨脹するときも各 1 層では碁盤目状の粒子の配列はくずれず、又粒子と粒子の間も開かずに層と層の間のみが開いて膨脹すると考える。実際の状態は層が膨脹する際には横方向の粒子の間も開かずであり仮定のような状態は起らないものと思われる。もし起ってもそのような時に Carman の式が使用できるかどうか疑問である。しかし波の発生を定性的にでも知るためにこの仮定をおいた。

この仮定により下から第 n 層における空間率 ϵ を次式のようにあらわす。

$$\epsilon = \frac{d_p^3 (\ell_{n+1} - \ell_{n-1}) - 2 \frac{\pi}{6} d_p^3}{d_p^3 (\ell_{n+1} - \ell_{n-1})} = 1 - \frac{\pi}{3} \cdot \frac{1}{(\ell_{n+1} - \ell_{n-1})} \quad (6-9)$$

ℓ_{n+1} , ℓ_{n-1} はそれぞれ $(n+1)$ 層, $(n-1)$ 層の高さを粒子径で無次元化したものである。最低流動化時には $\ell_{n+1} - \ell_{n-1} = 2$ であって

$$\epsilon_{mf} = 0.476 \quad (6-10)$$

となる。式 (6-8) の左辺を 0 とおき式 (6-10) を代入すれば最低流動化速度が得られる。層底での空間率は次のようにとった。第 0 層を整流部の上端としやはり基盤目状に粒子が配列して固定され動かないものとする。このようにすれば式 (6-9) から空間率が計算される。又最上層はそのすぐ下の層といつも接触していると考えた。

式 (6-8) の運動方程式が各層についてなりたつと考え、各層の位置の時間的変動を計算機により数値計算した。初期条件には粒子層が最低流動化状態に配列されておりそこへ突然最低流動化速度より大きい流体が流れる状態をとった。

この計算の最初の段階は 0 層以外の層がもちあがる状態である。全体にもちあがると第 1 層の下が開くので式 (6-9) より空間率が増す。すなわち第 1 層の受ける流体抵抗は第 2 層以上の層より減る。そして第 1 層と 2 層の間が開く。そして第 1 層はやがて落下する。このように本節のはじめに述べた過程がくり返されて波が発生し、上昇する。このモデルではこれらの状態を空間率と流体抵抗の関係から説明しようとしているのである。

上に述べた状態のような下端がささえられていない粒子層の下端のうける抵抗が他より小さいかどうかは問題である。さらに Ca_{mf} の式が使えるかも疑問である。もし抵抗が同じなら波は発生しない。Busyman ら⁶⁾ の実験によると下端は抵抗が少ないようなのでこのような計算を行った。

表 6-2 粒子層の高さと時間の関係
(モデル)

時 間 t (sec)	第 3 層 ℓ_3 (-)	第 4 層 ℓ_4 (-)	第 5 層 ℓ_5 (-)	第 6 層 ℓ_6 (-)	第 7 層 ℓ_7 (-)
0.364	5.02	8.61	14.16	17.92	19.75
0.372	4.95	5.95	11.27	17.83	21.77
0.380	4.85	5.98	6.98	14.54	20.98
0.388	4.21	5.68	6.68	8.08	17.01
0.396	3.77	7.96	8.98	9.98	10.98
0.404	6.69	10.74	11.85	12.89	13.89
0.412	7.77	12.57	15.07	16.40	17.44
0.420	4.43	11.45	16.75	19.18	20.77
0.428	4.83	7.11	15.36	19.97	22.60
0.436	4.76	5.76	10.72	17.85	22.16
0.440	3.88	5.14	6.14	12.60	18.70
0.452	6.01	7.02	8.02	9.02	12.13
0.460	8.58	10.05	11.06	12.07	13.07
0.468	8.77	12.36	14.66	15.87	16.89
0.476	5.79	11.74	16.79	18.84	20.44
0.484	4.44	7.92	15.85	19.24	21.62
0.492	4.54	5.54	11.72	17.12	20.71
0.500	3.92	4.92	5.92	12.12	17.11
0.508	6.66	7.74	8.74	9.74	10.74
0.516	9.26	10.91	12.05	13.06	14.06
0.524	9.03	12.41	14.99	16.62	17.66
0.532	5.88	11.26	15.58	18.56	21.09
0.540	5.11	7.08	13.25	17.84	22.44
0.548	5.83	6.83	7.91	14.08	20.80
0.556	5.40	7.02	8.23	9.23	15.93
0.564	4.20	5.94	7.62	8.90	9.90
0.572	6.65	7.80	8.81	9.81	10.81
0.580	7.92	10.53	12.42	13.42	14.42
0.588	6.32	10.70	14.26	16.77	17.84

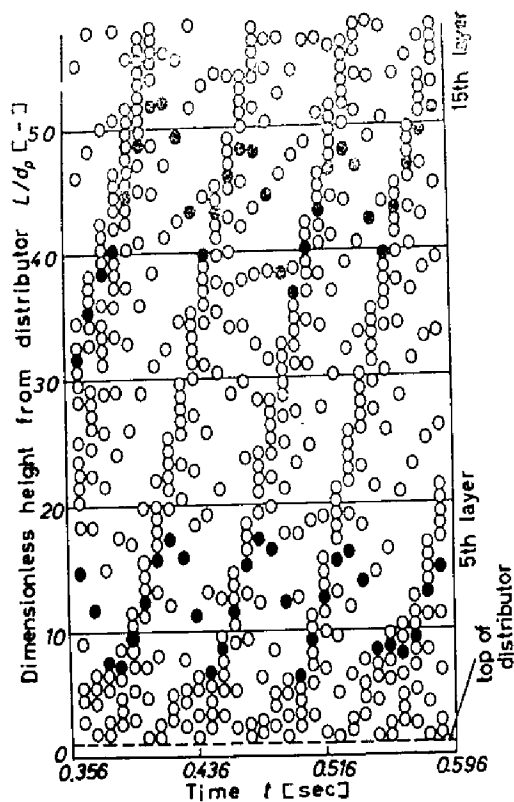


図6-7 波の発生(モデル), ガラス球 ($80-100\mu$)—air系,
 $u/u_{mf}=4.0$, 3.1層

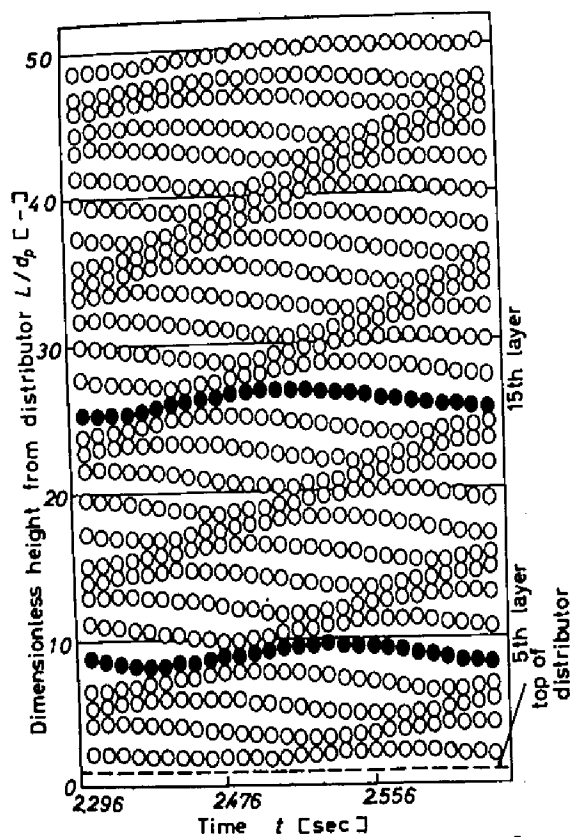


図6-8 波の発生(モデル), ガラス球 ($d_p=0.305\text{mm}$)—water系,
 $u/u_{mf}=2.0$, 3.1層

計算過程で数層と1層が衝突することがたびたびあるがその時は層が1つになるとし、その層の速度を運動量が保存されるとして計算した。

表6-2 に計算例をしめす。これは空気-ガラス球(80~100 #)の例で、第3, 4, 5, 6, 7層の高さと時間の関係を示したものである。層間の差が1のとき層は接触している。各層の高さが変動し、層が重なって上昇したり離れたりするのがわかる。表の数値は定常状態に達した後の数値である。

図6-7 はこの表と同一のものを図示したもので、図6-8 は液系流動層の例である。いずれも定常状態に達した後の状態である。図の縦軸は層高さを粒子径で無次元化したもので横軸は時間の経過を示す。楕円形の印は各層の高さを代表して示すものである。楕円が接触しているところは上の層と下の層が接触している状態で粒子の密となっているところである。離れているところは層と層が離れている状態で粒子の粗なところを示す。粒子の密な部分あるいは粗な部分が時間とともに層を上へ移動していくのがわかる。これが波である。図6-7 は空気-ガラス球(80~100 #)の例で 図6-8 は水-ガラス球(0.305 cm)の例である。液系流動層においても波が発生する。本研究では液系流動層の実験も行なったが、その際に波のようなものが上昇するのが認められた。

ガス系と液系の違いははっきりあらわれ、ガス系では不規則なはげしい波で波どうしが合一することもある。一方液系ではおだやかな規則的波が発生している。試みに第5層, 15層での層の平均の位置に対する層の変動の標準偏差を求めてみると図6-7のガス系では5層で2.62, 15層で7.59と乱れが大きく増大しているのに対し、図6-8の液系では5層で0.433, 15層で0.530となり乱れはあまり増大しない。これからガス系流動層の方が気泡が発生しやすいといえる。

§6-2の実験結果と比較するために波の発生回数を計算結果より求め表6-3に示す。粒子径が小となると発生回数はふえる。流速が増大すると頻度はあまり変わらないかあるいは減少する。後者の結果は実験結果と異なる。また実験結

表 6-3

層底における波の発生回数(モデル)

粒 子	u/u_{mf} [-]	波の発生回数 [1/sec]
80~100# ガラス球	2.8	40
	4.0	35
	5.0	30
42~48# ガラス球	2.0	23
	2.8	23
	3.5	23
24~28# ガラス球	1.5	16
	2.0	16
	2.5	16

表 6-4

波の巾及び上昇速度(モデル)

80~100# ガラス球

 $u/u_{mf}=4.0$ 31層

底面から の高さL [cm]	波の巾 [cm]	上昇速度 [cm/sec]
0.08	0.06	1.3
0.25	0.22	5.0
0.62	0.41	6.5

果よりも値がすべて大きくなっている。表 6-4 には図 6-7 から計算した波の巾および波の上昇速度の概略値を示す。巾、上昇速度ともほぼ実験結果に近い値を示している。

結 論

層底で粒子の粗密の波が発生しその波が上昇する間に乱れが生じ気泡が発生するのが実験結果よりわかった。気泡発生の原因となる波の発生については簡単なモデルによりその説明をすることができた。

実験結果からわかるように層底での状態は層上部の 2 相的状态とはほど遠く、波の部分では粒子流体間の接触は可成り良好なものと予想される。又気泡ができて 2 相説からほど遠くやはり接触状態は層上部に比し良好なものと思われる。これらは速度過程の速い操作においては非常に重要なことである。

〔附記〕 本研究の主な内容は流動層研究セミナー〔名古屋, 11月(1967)〕にて発表した。

第6章の使用記号

A_t	: 層断面積	[cm]
d_p	: 粒子径	[cm]
f	: 抵抗係数	[-]
g	: 重力加速度	[cm / sec ²]
L	: 底面からの高さ	[cm]
L_s	: 静子層高さ	[cm]
L_t	: 遷移高さ	[cm]
ℓ_n	: 第 n 層の高さを粒子径で無次元化したもの	[-]
N	: 粒子個数	[個]
P	: 圧力	[g / sec ² cm]
R	: 1つの粒子に対する流体抵抗	[g · cm / sec]
t	: 時間	[sec]
u	: 空塔速度	[cm / sec]
u_{mf}	: 最低流動化速度	[cm / sec]
V	: 流体流量	[cm ³ / sec]
V_b	: 気泡流量	[cm ³ / sec]
V_{mf}	: 最低流動化流量	[cm ³ / sec]
v	: 粒子 (層) 速度	[cm / sec]
ϵ	: 空間率	[-]
ϵ_{mf}	: 最低流動化時の ϵ	[-]
ρ_f, ρ_B	: 流体および粒子の密度	[g / cm ³]

第6章の引用文献

- 1) Kettenring, K., Manderfield, E.L. and Smith, J.M. : Chem. Eng. Prog. 46 , 139 (1950)
- 2) Ruckenstein, E. : Revue de Physique, Acad., R.P.R., 7 139 (1962)
- 3) Jackson, R. : Trans. Instn. Chem. Engrs. Lond., 41 , 13 (1963)
- 4) Pigford, R.L., and Baron, T. : Ind. Eng. Chem., Fundamentals, 4 , 81 (1965)
- 5) Hiby, J.W. : "International Symposium on Fluidisation" Eindhoven, Sec. 4.1, June (1967)
- 6) Busyman, P.J. and Peersman, G.A.L : "International Symposium on Fluidisation" Eindhoven. Sec. 3.9, June (1967)

あ　と　が　き

以上私が1962年修士課程に入学しましてから1967年に亘り行ないました流動層の挙動に関する研究報告を致しました。

しかしながら本論文は流動層の挙動とくに気泡の挙動の研究の何千分の1を行なったにすぎず、これからさらに研究を重ねていかなければならないと思っております。特に流動層底部の状態および、本研究で得た結果を実際の流動層に応用していく方法を研究していかなければならないと思っております。

よく他の人からいつまで気泡の研究を行なうのかと聞かれることがありました。が私にはかえってそれが不思議に思えるくらいで1つの事柄の研究をすめると新たに問題が出てまいりました。

終りにのぞみ本研究を遂行するに当たりつねに私の進むべき道を明るく照らして下さる燈台のように私を御指導いただきました恩師桐栄良三先生に深く感謝いたします。実際私は何度難破しかけたかわかりませんがそのたびに暖く正しい進路にもどしていただきました。

岡崎守男先生は私が修士1回生のとき会社から戻ってこられ私と同じ修士コースの学生となられました。そのため大変僭越ではございましたが心の目標とさせていただきます。

教室の諸先生方には未熟な私を長い目で見ていただき適切な御助言と御指導をいただき、まがりなりにも論文をかきあげるまでに育てていただき心から感謝致しております。

又本研究は実に多くの共同研究者とともに行いました。その方々は当時学部学生、修士学生であった藤木 昭（大日本セルロイド）、石井 恒（住友ベークライト）、小嶋 宏（富士製鉄）、長井良昭（富士フィルム）、太田増夫（千代田化工）、湯 晋一（大学院）、宮川博治（東洋高圧）、隅谷高宗（サントリー）、藤木 功（信越化学）、西谷圭一（大学院）、手島俊彦（大学院）

森 素明（大学院）の諸氏および研究生でありました中川公一（玉川機械金属）
力丸駒夫（日立造船）、^{友松弘幸（東洋製作所） 藤戸卓雄（大学院）}駒川義輝（田中機械）の諸氏であります。ここに論文
を書き上げたことを報告し深く感謝の意を表します。

又実験技術の点でお世話になりました工研の久保氏，結研の浜川氏，大学病院の中森氏にお礼申し上げます。

このように多数の方々の御庇護の元に恵まれた条件で研究させていただきま
した私は本当に幸せな男だというほかありません。

今後諸先生，諸氏に御恩返しをさせていただく方法はただ私が一生懸命に努
力してよりよい研究を行なっていく以外にないと思っております。